

JAN 24 1947

# ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG  
DER  
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
VON  
**H. GEIGER**

116. BAND. 7. UND 8. HEFT

MIT 73 TEXTFIGUREN

(ABGESCHLOSSEN AM 12. OKTOBER 1940)



VERLAG VON JULIUS SPRINGER, BERLIN

1940

Die

# Zeitschrift für Physik

erscheint zwanglos in einzelnen Heften; 12 Hefte bilden einen Band.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung zu beziehen. Die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erhalten die Zeitschrift für Physik zu einem mit dem Vorstande der Gesellschaft vereinbarten Vorzugspreis geliefert.

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht, und zwar bis zum 31. Dezember desjenigen Kalenderjahres, das auf das Jahr des Erscheinens folgt. Hieraus ergibt sich, daß grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden können, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Auch verpflichtet sich der Autor, die Arbeit nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen.

Manuskriptsendungen sind an die **Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24**, zu richten.

Die Autoren erhalten eine Fahrenkorrektur. Eine 2. (Umbruch-)Korrektur wird nur auf ausdrücklichen Wunsch übersandt, weil dadurch in der Regel das Erscheinen der Arbeit erheblich verzögert wird.

Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche **Textänderungen**, werden, soweit sie 10 % der Satzkosten übersteigen, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Die Mitarbeiter erhalten von ihren Arbeiten 75 Sonderdrucke unentgeltlich. Weitere 125 Exemplare werden, falls bei Rücksendung der 1. Korrektur bestellt, gegen eine angemessene Entschädigung geliefert. Darüber hinaus gewünschte Exemplare müssen zum Bognettoppreise berechnet werden. Mit der Lieferung von Dissertationsexemplaren befaßt sich die Verlagsbuchhandlung grundsätzlich nicht; sie stellt jedoch den Doktoranden den Satz zur Anfertigung der Dissertationsexemplare durch die Druckerei zur Verfügung.

**Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24.**

## Aufnahmebedingungen.

Nur solche Arbeiten können in die Zeitschrift für Physik aufgenommen werden, die den folgenden

### Richtlinien

genügen:

1. Die Arbeit muß dem Gebiete der experimentellen oder theoretischen Physik angehören. Auch Arbeiten aus Nachbargebieten können aufgenommen werden. Ausgeschlossen sind jedoch Arbeiten mit rein mathematischem, astronomischem, mineralogischem oder chemischem Inhalt.

2. Die Einleitung der Arbeit soll den Leser in knappen Sätzen in die Vorgeschichte des Problems einführen. Je stärker ein Problem im Vordergrund des Interesses steht, desto kürzer kann die Einleitung gehalten werden.

3. Das Ziel der Arbeit muß schon in der Einleitung klar ausgesprochen werden. Es soll dabei auch ersichtlich sein, inwieweit die Erreichung des gesteckten Zieles einen im Rahmen der heutigen Physik wertvollen wissenschaftlichen Fortschritt bedeutet.

4. Die Beschreibung von Versuchsapparaten soll sich keinesfalls in technische Einzelheiten verlieren. Nur apparative Neuheiten von grundsätzlicher Bedeutung sind von Interesse. Die bildliche Wiedergabe von Apparaten soll durch schematische Zeichnung, nicht durch Photographie erfolgen.

5. Es ist fast immer ausreichend, von den Meßreihen ein typisches Beispiel herauszugreifen. An diesem Beispiel soll aber ersichtlich bzw. kontrollierbar sein, wie die Auswertung erfolgt ist, wie die Rechnungen durchgeführt wurden, welche Korrekturen angebracht sind usw.

6. Die Meßergebnisse sind *entweder* in Tabellen *oder* in Kurven wiederzugeben. Nur in Ausnahmefällen kann es gerechtfertigt sein, dasselbe Zahlenmaterial sowohl in Tabellen wie in Kurvenform zu veröffentlichen.

7. Die Lesbarkeit einer Arbeit gewinnt sehr, wenn die Figuren und Tabellen durch gut durchdachte Beschriftung an sich schon verständlich sind. Jedenfalls sollen alle Figuren und Tabellen mit Unterschriften bzw. Überschriften versehen sein.

8. In theoretischen Arbeiten sollen die mathematischen Ausführungen gerade so ausführlich veröffentlicht werden, daß der Leser die vom Verfasser überwundenen Schwierigkeiten nicht nochmals von neuem überwinden muß. Elementare Rechnungen dürfen nur ganz kurz angedeutet werden. In Zweifelsfällen empfiehlt es sich, Zwischenrechnungen als Anhang in kleinem Druck zu bringen.

9. Die Diskussion der Ergebnisse und die sonstigen allgemeinen Erörterungen sollen in ihrer Ausführlichkeit dem Umfang der in der Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnisse entsprechen. Eine kurze Meßreihe berechtigt noch nicht dazu, einen großen Fragenkomplex lehrbuchartig aufzurollen.

10. Jede Arbeit muß in sich abgeschlossen sein. Arbeiten, welche allein auf einen Versuchsvorschlag oder nur auf eine Verbesserung von Meßverfahren oder Meßinstrumenten abzielen, können in der Regel nicht aufgenommen werden.

11. Dissertationen oder Habilitationsschriften können nicht in voller Breite aufgenommen werden. Nur solche Auszüge werden veröffentlicht, die den vorliegenden Richtlinien entsprechen. Die Auszüge sind in einer Fußnote als gekürzte Dissertation usw. zu kennzeichnen.

12. Am Kopf jeder Arbeit soll eine Inhaltsangabe in Kleindruck stehen. In diese Inhaltsangabe sollen vor allem die Punkte aufgenommen werden, welche der Verfasser als seine neuen Ergebnisse und damit als den durch seine Arbeit erzielten wissenschaftlichen Fortschritt ansieht.

**Der Herausgeber: H. Geiger.**



# Zum Verhalten von Leuchtstoffen bei intermittierender Elektronenbestrahlung.

Von M. Knoll.

Mit 27 Abbildungen. (Eingegangen am 3. Juli 1940.)

Das Verhalten der Leuchtstoffe bei intermittierender Elektronenbestrahlung ist wesentlich für die Wirkungsweise und den Wirkungsgrad aller mit einem Leuchtschirm versehenen Braunschen Röhren, insbesondere der Oszillographenröhren, der Bildschreib- und der Leuchtschirm-Bildabtaströhren. Es spielen sich *Leuchtvorgänge*, *Aufladungsvorgänge* und *Sekundäremissionsvorgänge* ab, deren Wirkungen teils für sich allein, teils in Verknüpfung miteinander auftreten und beobachtet werden können.

## I. Leuchtvorgänge.

Bei den genannten Kathodenstrahlröhren wird ein Elektronenstrahl von hoher Stromdichte rasch über die einzelnen Flächenelemente des Leuchtschirms geführt. Z. B. verweilt bei einer Bildschreibröhre der Brennfleck jede  $\frac{1}{25}$  Sekunde nur  $\frac{1}{5}$  Mikrosekunde auf dem Leuchtschirm-Bildelement<sup>1)</sup>. In dieser kurzen Zeit wird in diesem

Leuchtschirmelement, das oft nur eine Fläche von Bruchteilen eines Quadratmillimeters umfaßt, eine elektrische Leistung von  $10^{-3}$  Watt (kleinere Oszillographenröhren) bis 100 Watt (Großbildröhren) in Licht umgesetzt.

### Versuchsanordnung.

Fig. 1 zeigt eine Anordnung, die erlaubt, auf oszillographischem Wege die Lichtemission eines kurzzeitig erregten Leuchtschirm-Flächenelements zu messen. Die Leuchtschicht ist hier auf einen eingestülpten kühlbaren bzw. heizbaren Träger aus Glas oder Metall aufgetragen, der in eine Kathodenstrahlröhre eingeschmolzen ist. Der Durchmesser des Elektronenbrennflecks kann mit Hilfe einer Sammel-

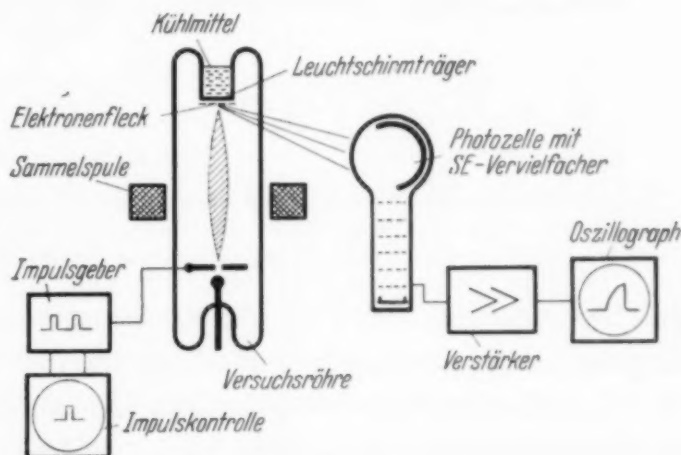


Fig. 1. Anordnung zur Untersuchung des Leuchtens bei intermittierender Elektronenbestrahlung.

<sup>1)</sup> Bei den heute in der Fernsehtechnik üblichen Normen von 440 Zeilen und 50 Bildern/sec im Zeilensprungverfahren.

spule verändert werden. Vor der Kathode ist, wie bei Bildschreibröhren üblich, eine Steuerscheibe angebracht, die von einem Impulsgeber zeitlich genau definierte rechteckige Spannungsimpulse erhält, die entsprechende Stromimpulse des Strahles auslösen<sup>1)</sup>. Die von diesen auf dem Leuchtschirm hervorgerufenen Helligkeitsimpulse werden von einer Photozelle mit eingebautem Vervielfacher aufgefangen, die zugehörigen Stromimpulse in einem Verstärker mit genügend großer Bandbreite verstärkt und einem Oszillo-

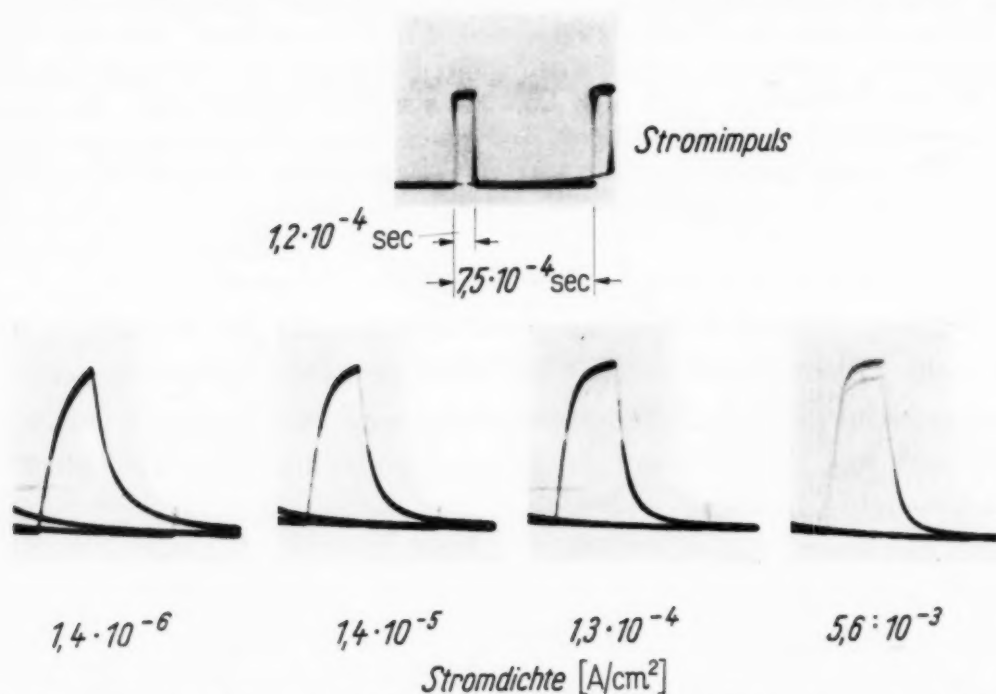


Fig. 2. Abhängigkeit des An- und Nachleuchtens von der Stromdichte, bezogen auf gleiche Amplitude. ZnS + CdS auf 2 mm Glasträger, 5 kV, 50  $\mu$ A, Fleckdurchmesser von 60 auf etwa 1 mm verkleinert, Zimmertemperatur.

graphen zugeleitet. Die Form des der Steuerscheibe zugeführten elektrischen Impulses wird gleichzeitig mit einem zweiten Oszillographen kontrolliert.

1. *Anleuchten*<sup>2)</sup> und *Nachleuchten*. Die auffallendste und am einfachsten an einer derartigen Apparatur zu beobachtende Erscheinung ist die des kurzzeitigen Nachleuchtens, insbesondere die von Schleede und Bartels<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Es darf nicht übersehen werden, daß für die Lichtemission nicht der der Steuerscheibe zugeführte *Spannungsimpuls*, sondern der durch diesen ausgelöste, auf den Leuchtschirm gelangende *Strahlstromimpuls* maßgebend ist. Bei der vorliegenden Versuchsröhre war die Kennlinie: Strahlstrom/Steuer Spannung nahezu geradlinig, so daß die Spannungsimpulse praktisch dieselbe Kurvenform aufweisen wie die Stromimpulse. — <sup>2)</sup> Unter „Anleuchten“ (genauer der Anleuchtdauer) wird hier die Zeit verstanden, welche der Leuchtstoff nach dem plötzlich einsetzenden Beginn der Elektronenerregung bis zur vollen Lichterregung benötigt; entsprechendes gilt für das Nachleuchten. — <sup>3)</sup> A. Schleede u. B. Bartels, Z. f. techn. Phys. **19**, 364, 1938 u. Tel. Ztg. **20**, 105, Juli 1939. Über andere Nachleuchtmessungen vgl. z. B. M. v. Ardenne, ZS. f. Phys. **105**, 193, 1937.

gefundene Abhängigkeit des An- und Nachleuchtens der kurzzeitig erregbaren Banden von der Stromdichte des Elektronenstrahles. Fig. 2 zeigt diese Abhängigkeit für einen weiß leuchtenden  $\text{ZnS} + \text{CdS}$ -Leuchtstoff, Fig. 3 eine Reihe typischer An- und Nachleuchtkurven bei abnehmender Dauer des Stromimpulses, dessen Oszillogramm jeweils über dem des zugehörigen Lichtimpulses wiedergegeben ist. Bei dem Versuch zu Fig. 2 war der Leuchtstoff auf einem ungekühlten, 2 mm dicken Glasträger, bei dem Versuch zu Fig. 3 auf einem eisgekühlten Metallträger (Mo-Blech) angebracht.

Ob die Abnahme der An- und Nachleuchtdauer mit zunehmender Stromdichte auf eine Temperaturerhöhung oder auf eine andere Ursache,

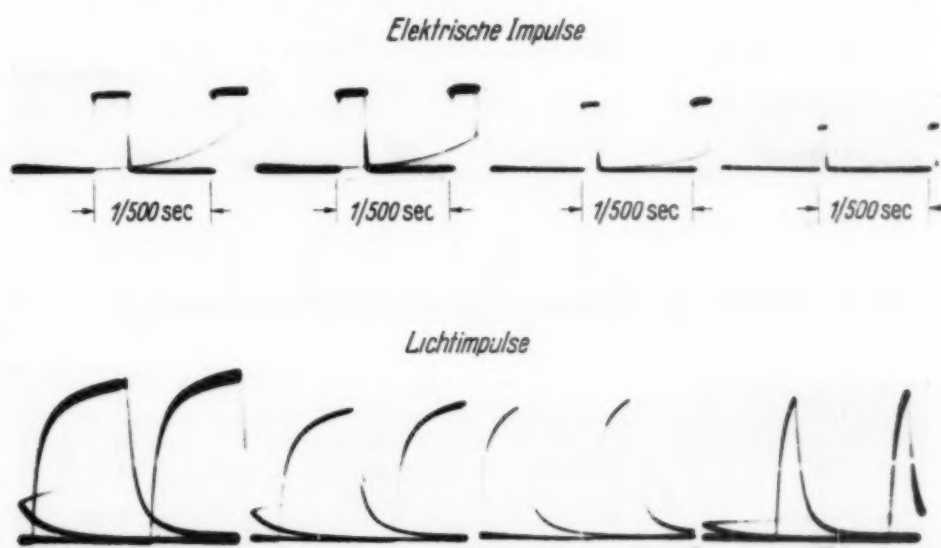


Fig. 3. Typische Kurven des An- und Nachleuchtens bei abnehmender Dauer des Stromimpulses.  $\text{ZnS} + \text{CdS}$  auf Metallträger, 5 kV, 25  $\mu\text{A}$ , Fleckdurchmesser  $\sim 50$  mm,  $0^\circ\text{C}$ .

z. B. die höhere Konzentration der Elektronen selbst zurückzuführen ist, war bisher ungeklärt. Ein Vergleich der Nachleuchtkurven auf Metallträger bei  $0$  und  $-190^\circ\text{C}$  (Kühlung durch flüssige Luft) nach Fig. 4 zeigt, daß bei  $\text{ZnS} + \text{CdS}$  in diesem relativ großen Temperaturbereich eine starke Abhängigkeit von der Temperatur des Leuchtschirmes nicht vorliegt. Das ging schon aus den ersten beiden Versuchen in Fig. 2 hervor, bei denen eine erhebliche Veränderung der An- und Nachleuchtkurve festgestellt wurde, obwohl in Anbetracht der geringen in dem luftgekühlten Leuchtschirm umgesetzten Leistung von  $1/4$  Watt bei einer Verringerung des Fleckdurchmessers von 60 auf 20 mm keine erhebliche Temperaturänderung des Leuchtschirms erwartet werden konnte. Es scheint also, daß wenigstens beim Zinkcadmiumsulfid in dem angegebenen Temperaturbereich die Dauer des An- und Nachleuchtens in erster Linie von der Elektronen-



konzentration und nicht von der Temperatur des Leuchtschirmes abhängt<sup>1)</sup>. Ein analoges Verhalten ist nach den kürzlich veröffentlichten Modellvorstellungen von Riehl und Schön<sup>2)</sup> auch bei *strahlungserregten* Zinksulfid-Leuchtstoffen unter bestimmten Bedingungen zu erwarten, wenn diese mit kurzwelligem Ultraviolett im Gebiet der Grundgitterabsorption erregt werden. Der Leuchtvorgang soll in diesem Fall durch eine bimolekulare

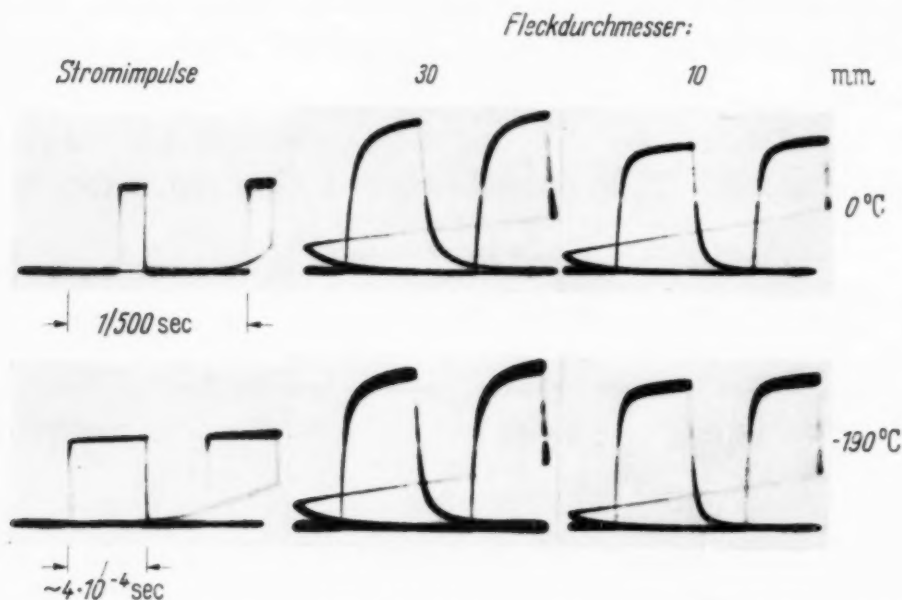


Fig. 4. Unabhängigkeit des An- und Nachleuchtens von der Temperatur zwischen 0 und 190° C; ZnS + CdS auf Metallträger. 10 kV, 30  $\mu$ A. Stromimpuls links oben mit längerem, links unten mit kürzerem Zeitmaßstab.

Reaktion, nämlich die Rekombination eines Elektrons und eines Ions, zustande kommen, wobei das An- und Nachleuchten durch eine nicht-exponentielle Funktion der Zeit dargestellt wird<sup>3)</sup> und die Geschwindigkeit des Vorganges intensitäts-, nicht aber temperaturabhängig ist.

<sup>1)</sup> Falls man nicht extrem kleine Wärmeleitfähigkeit zwischen Leuchtzentren und Schirmträger voraussetzt, die im Bereich atomarer Abmessungen zur Entstehung örtlicher Temperaturerhöhungen führen. F. Bauer hat inzwischen anlässlich einer genaueren Untersuchung desselben Leuchtstoffs bei Temperaturen des Schirmträgers zwischen -190 und 0° C sogar eine geringe Zunahme der Nachleuchtdauer mit zunehmender Temperatur beobachtet und auch im Temperaturbereich 0 bis +200° C keine wesentliche Abhängigkeit des Nachleuchtens von der Temperatur des Schirmträgers gefunden. Die Gestalt der An- und Nachleuchtcurven war bei Elektronengeschwindigkeiten zwischen 5 und 20 kV und Strahlströmen von der Größenordnung  $10^{-4}$  bis  $10^{-6}$  A für gleiche Elektronenleistung pro  $\text{cm}^2$  Leuchtschirmoberfläche stets dieselbe. — <sup>2)</sup> N. Riehl u. M. Schön, ZS. f. Phys. **114**, 682, 1940. — <sup>3)</sup> Im Gegensatz zu monomolekularen Reaktionen, bei denen An- und Nachleuchten exponentiell verlaufen. Für Anregung durch Licht ist ein *hyperbolischer* Verlauf des An- und Nachleuchtens schon seit längerer Zeit nachgewiesen (W. W. Antonow Romanowsky, Phys. ZS. d. Sowjetunion **7**, 366, 1935; C. R. Akad. Leningrad **2**, 97, 1936; W. de Groot, Physica **6**, 275, 1939). Die Strichstärke

Eine für die Bildwiedergabe von Fernsehrohren wichtige Folge des Anleuchtens ist die Abnahme der Bildhelligkeit mit der Zeilenzahl oder der Zeilenlänge des Bildes, also mit der Schreibgeschwindigkeit des Elektronenstrahles. Hieraus erklärt sich der zunächst überraschende Effekt, daß bei Braunschen Röhren mit den üblichen Zinkcadmiumsulfid-Leuchtschirmen der vom Zeilenrasterbild ausgehende Lichtstrom bei Vergrößerung der Bildamplitude konstant bleibt, bei Vergrößerung der Zeilenamplitude jedoch abnimmt.

2. *Helligkeitsabnahme durch Dauererwärmung.* Es ist bekannt, daß die Lichtausbeute eines Leuchtstoffs mit steigender Temperatur abnimmt. Nach dem z. B. von Randall für Zinkcadmiumsulfid gefundenen Ver-

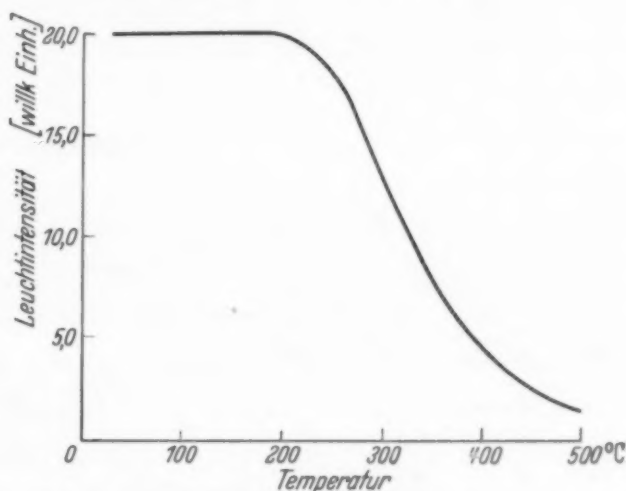


Fig. 5. Abhängigkeit der Lichtausbeute eines Zinkcadmiumsulfid-Leuchtstoffs von der Temperatur.

lauf (Fig. 5)<sup>1)</sup> bleibt die Lichtausbeute, wenn man von niedrigen Temperaturen ausgeht, zunächst konstant, fällt dann mit steigender Temperatur auf einen Bruchteil der ursprünglichen ab und bleibt bei höheren Temperaturen wiederum konstant<sup>2)</sup>. Der Temperaturbereich, in dem der Abfall stattfindet, ist für die verschiedenen Leuchtstoffe verschieden. Er liegt z. B. für die gebräuchlichen Zinksulfide etwa zwischen  $-100$  und  $+300^\circ\text{C}$ , für Zinkchlorid dagegen unterhalb  $0^\circ\text{C}$ , so daß dieses bei Zimmertemperatur kaum, bei  $-190^\circ\text{C}$  dagegen sehr hell leuchtet.

der An- und Nachleuchtcurven Fig. 2, 3 und 4 war auf dem verwendeten Oszillographen jedoch so groß, daß eine Entscheidung über den hyperbolischen oder exponentiellen Verlauf nicht mit Sicherheit gefällt werden konnte. Es ist eine Wiederholung des Versuchs mit größerer Meßgenauigkeit geplant. Ein einwandfreier Nachweis des nicht-exponentiellen Verlaufs der An- und Nachleuchtcurven würde im Sinne der Riehl-Schönschen Theorie darauf hindeuten, daß sich die kurzzeitigen An- und Nachleuchtvorgänge und wahrscheinlich sogar der ganze Leuchtmechanismus der Zinksulfid-Leuchtstoffe bei Elektronenstoßanregung nicht grundsätzlich von dem bei Strahlungsanregung unterscheiden.

<sup>1)</sup> Vgl. H. W. Leverenz u. F. Seitz, Journ. appl. Phys. **10**, 479, 1939.

— <sup>2)</sup> Diese Erscheinung ist nach Möglich und Rompe (ZS. f. Phys. **115**, 707, 1940 und Phys. Z. **41**, 236, 1940) darauf zurückzuführen, daß bei höheren Temperaturen eine strahlungslose Energieabgabe des Elektrons an das Gitter durch „Vielfachstöße“ an Wahrscheinlichkeit gewinnt; sie steht in engem Zusammenhang mit der von 100% abweichenden Ausbeute der Lichtanregung in Kristall-Leuchtstoffen.

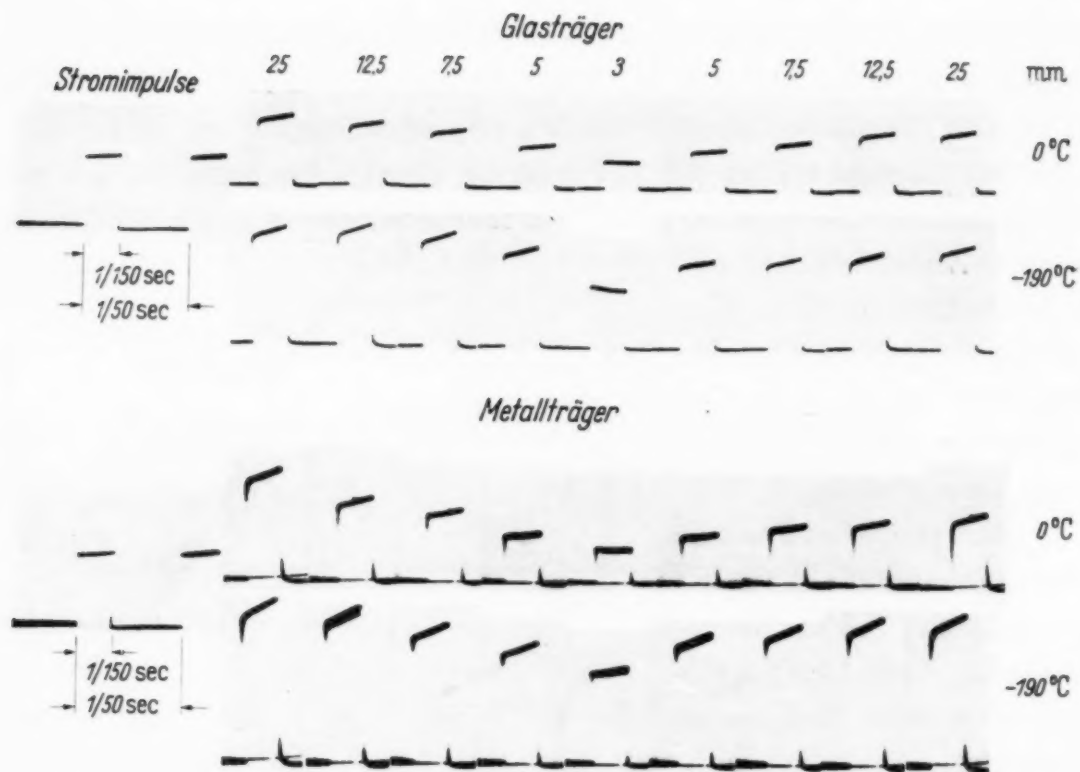


Fig. 6. Helligkeitsabnahme bei Verkleinerung des Fleckdurchmessers bzw. Erhöhung der Stromdichte auf Glas- und Metallträger. ZnO 60  $\mu$  auf Glasträger 2 mm und 200  $\mu$  auf Metallträger. 5 kV, 50  $\mu$ A, Zimmertemperatur.

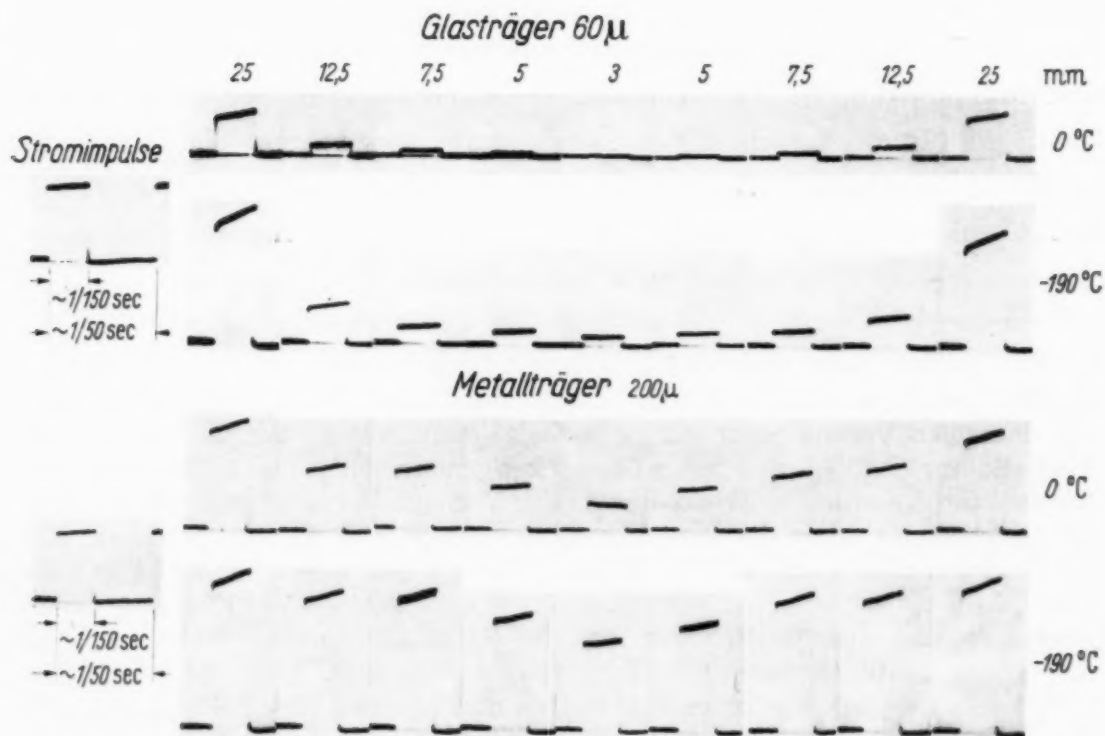


Fig. 7. Helligkeitsabnahme bei Verkleinerung des Fleckdurchmessers bzw. Erhöhung der Stromdichte auf Glas- und Metallträger. ZnS + CdS 40  $\mu$  auf Glasträger 2 mm und 110  $\mu$  auf Metallträger. 5 kV, 50  $\mu$ A, Zimmertemperatur.



Wie sich die Abnahme der Helligkeit bei verschiedenen Temperaturen und verschiedenem Material des Schirmträgers bei *intermittierender* Elektronenbestrahlung auswirkt, zeigen Fig. 6 für Zinkoxyd und Fig. 7 für Zinksulfid-Cadmiumsulfid. Zunächst ist festzustellen, daß die Amplitude des Lichtimpulses bei  $-190^{\circ}\text{C}$  diejenige bei  $0^{\circ}\text{C}$  stets wesentlich übertrifft<sup>1)</sup>. Dies erklärt sich aus dem grundsätzlichen Verlauf der Kurve Fig. 5. Bei Erhöhung der Stromdichte (Verkleinerung des Strahldurchmessers) sinkt die Lichtausbeute infolge des Temperaturanstiegs im Brennfleck, und zwar beim Glasträger infolge dessen schlechterer Wärmeleitfähigkeit mehr als beim Metallträger<sup>2)</sup>. Um zu zeigen, daß es sich um reversible Helligkeitsänderungen handelt, also nicht um die bei noch größeren Stromdichten auftretende Zerstörung<sup>3)</sup> des Leuchtstoffs, wurden die Versuchsreihen mit ab- und zunehmendem Leuchtfleckdurchmesser ausgeführt. Analoge Ergebnisse erhält man für *konstanten* Fleckdurchmesser bei entsprechender Erhöhung des Stromes und damit der Stromdichte. Die verschiedene Schichtdicke (40 bis 200  $\mu$ ) erklärt sich aus dem für verschiedene Leuchtstoffe und Schirmträger verschiedenen Aufbringverfahren.

Ein grundsätzlicher Unterschied bezüglich der Helligkeitsabnahme der beiden Leuchtstoffe Zinkoxyd und Zinksulfid-Zinccadmiumsulfid, die sich in ihrer Nachleuchtdauer und ihrer elektrischen Leitfähigkeit stark unterscheiden, besteht nicht. Wesentlich für das Leuchten bei intermittierender Elektronenbestrahlung ist jedoch die mit zunehmender Stromdichte sich einstellende Formänderung der Lichtimpulse, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

3. *Helligkeitsabnahme durch Momentanüberhitzung.* Den Ausgangspunkt für das Vorhandensein einer solchen Helligkeitsabnahme bildete folgende Beobachtung: Mißt man die von einem hochbelasteten Leuchtschirm ausgehende Lichtstärke und sorgt man dafür, z. B. durch die in

<sup>1)</sup> Die in den Abbildungen angegebenen Temperaturen beziehen sich natürlich auf den Schirmträger und nicht auf die (je nach der Wärmeleitfähigkeit des Leuchtstoffs entsprechend höhere) Temperatur der Leuchtschirmoberfläche.

— <sup>2)</sup> Dieser Unterschied ist bei der Zinksulfidschicht geringer als bei der Zinkoxydschicht, wahrscheinlich wegen der geringeren Dicke der ersteren.

— <sup>3)</sup> Fälschlich oft mit „Verbrennung“ bezeichnet. Eine starke Temperaturerhöhung in reiner Umgebung schadet dem Leuchtstoff nichts, da er ja bei der Präparation im Glühofen 1000 bis 1200 $^{\circ}\text{C}$  aushalten muß; die Verringerung der Lichtausbeute mit steigender Temperatur ist dann stets reversibel. Einen dauernden Abfall der Lichtausbeute ergeben aber die bei hoher Brennflecktemperatur auftretenden Reaktionen zwischen Leuchtstoff und Bindemittel (z. B. unreines Wasserglas) oder Leuchtstoffträger (z. B. Gläser).

der Fernsehtechnik übliche Zeilenrasterablenkung, daß der Elektronenbrennfleck immer wieder neue Leuchtschirmelemente trifft, so ist bei konstantem Strahlstrom eine erhebliche Abhängigkeit dieser Lichtstärke vom Brennfleckdurchmesser festzustellen. Obwohl also die Zahl der pro  $\text{cm}^2$  des Leuchtschirms auftreffenden Elektronen dieselbe bleibt, ist eine starke Abhängigkeit der Lichtstärke von der Stromdichte des Elektronenbündels vorhanden.

Fig. 8 zeigt ein Meßergebnis dieser Erscheinung<sup>1)</sup>, wobei auf der Abszisse an Stelle des Brennfleckdurchmessers, der im Minimum 0,3 mm beträgt, der

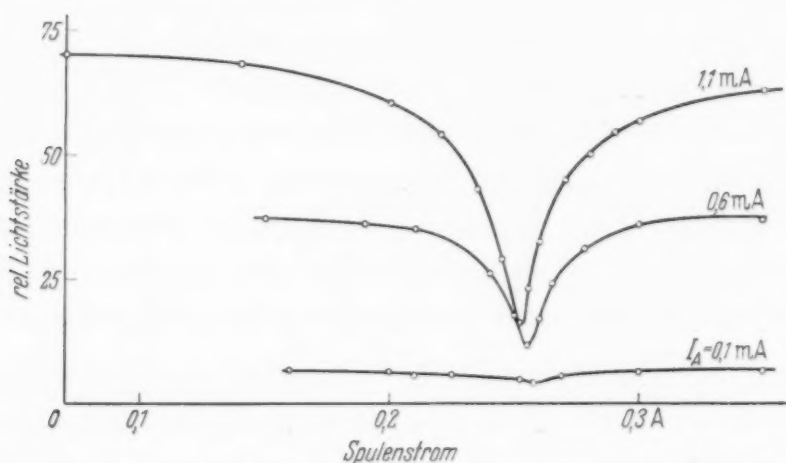


Fig. 8. Abnahme der Rasterhelligkeit mit dem Fleckdurchmesser (Großbild-Durchsichtsröhre). 40 kV, Glasträger 8 mm, Zimmertemperatur. Rastergröße  $9 \times 10$  cm. Statt des Fleckdurchmessers ist der Konzentrierstrom aufgetragen.

Konzentrierstrom der magnetischen Elektronenlinse aufgetragen ist. Die Abnahme der Lichtstärke steigt mit dem als Parameter eingetragenen Strahlstrom<sup>2)</sup>).

Als Ursache für die Beobachtung kommen drei Möglichkeiten in Frage:

a) Negative Aufladung der Leuchtstoffschicht bei starker Konzentrierung des Elektronenflecks. Die Helligkeitsabnahme würde dann durch den Geschwindigkeitsverlust der Elektronen bei Konzentrierung hervorgerufen.

b) Sättigung der von der Leuchtstoffschicht ausgehenden Lichtstärke mit zunehmender Stromdichte, hervorgerufen durch eine Begrenzung in der Zahl der zur Verfügung stehenden Erregungszentren.

<sup>1)</sup> Bei Benutzung eines 400-Zeilenrasters mit 25 Bildwechseln/sec und Zeilensprung. — <sup>2)</sup> Die in Fig. 8 sichtbare Verschiebung des Kurvenminimums hat keine physikalische Bedeutung; sie folgt aus dem Absinken der Anodenspannung bei größerer Stromentnahme, das bei dem verwendeten Netzanschlußgerät nicht kompensiert werden konnte.

c) Helligkeitsabnahme infolge Momentanüberhitzung. Dabei muß noch während der Verweilzeit des Elektronenflecks auf ein- und demselben Leuchtschirmelement (bei den angegebenen Zeilenzahlen und Bildwechseln von der Größenordnung  $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  sec) ein erheblicher Temperaturanstieg stattfinden.

Die Entscheidung für eine der drei Möglichkeiten ergibt die Kühlung des Leuchtschirmträgers mit flüssiger Luft, die in einer Anordnung nach

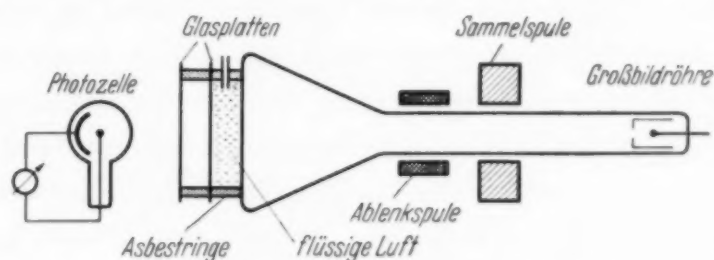


Fig. 9. Anordnung zur Kühlung des Leuchtschirms einer Großbild-Durchsichtsröhre (Feststellung der Helligkeitsabnahme infolge Momentanerwärmung).

Fig. 9 durchgeführt wurde. Falls mit Kühlung der bei der Fokussierung eintretende Helligkeitssprung kleiner ist als ohne Kühlung, muß dieser durch örtliche Momentanerwärmung des Leuchtstoffs verursacht sein,

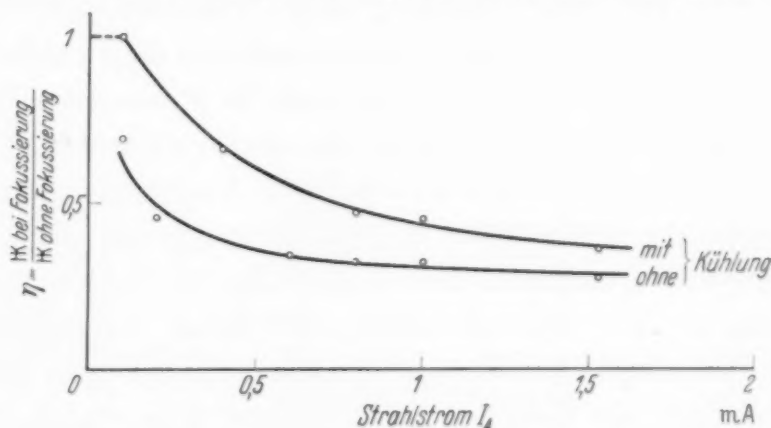


Fig. 10. Verhältnis der Lichtausbeuten mit und ohne Fokussierung, abhängig vom Strahlstrom. Einfluß der Kühlung.  $U_a = 30$  kV (Großbild-Durchsichtsröhre).

die wegen der veränderlichen Steilheit der Kurve Fig. 5 im Gebiet höherer Dauertemperaturen des Leuchtschirms einen stärkeren Helligkeitsabfall verursachen wird als im Gebiet niedriger Dauertemperaturen<sup>1)</sup>.

In Fig. 10 ist das gemessene Verhältnis  $\eta$  der Lichtausbeuten mit und ohne Fokussierung, abhängig vom Strahlstrom, für einen ungekühlten und einen gekühlten Leuchtschirm eingetragen. Es zeigt sich, daß tatsächlich

<sup>1)</sup> Unter Dauertemperatur sei dabei diejenige Temperatur verstanden, welche das Leuchtschirmelement kurz vor dem Auftreffen des Elektronenstrahles besitzt.



beim gekühlten Leuchtschirm die Helligkeitsabnahme bei Fokussierung des Strahlbündels wesentlich geringer ist als beim ungekühlten, so daß der Effekt der Helligkeitsabnahme bei Fokussierung auf Momentanüberhitzung zurückgeführt werden muß<sup>1)</sup>.

Da bei dem Versuch zu Fig. 9 und 10 die Bildpunktdauer etwa  $0,2 \cdot 10^{-6}$  sec betrug, muß bei ungekühltem Leuchtschirm innerhalb dieser kurzen Zeit die Helligkeit des Bildpunktes um 30 bis 50 % abgenommen haben. Es muß möglich sein, diesen Vorgang sichtbar zu machen, wenn nur das Licht eines Leuchtschirmelements und dessen Abfall aufgezeichnet werden kann (bei Ausschaltung aller übrigen Leuchtschirmelemente). Zu diesem Zweck ist wiederum eine Versuchsanordnung nach Fig. 1 verwendbar, wobei also der unabgelenkte Elektronenstrahl mittels der Stromsteuerung während jeder Bildperiode einmal eine Bildpunktdauer lang eingeschaltet wird. Zur Herstellung ähnlicher Verhältnisse wie beim Betrieb der Großbildröhre müßte der Leuchtschirm auf die durch den Strahlstrom der Großbildröhre verursachte Ausgangstemperatur gebracht und es müßten Stromimpulse von  $0,2 \mu\text{sec}$  Dauer in  $1/25$  sec Abstand gegeben werden.

Da die Herstellung und Verstärkung so kurzer Impulse in relativ großem Abstand gewisse Schwierigkeiten bietet, wurde der Versuch zunächst mit längeren Impulsen und kleineren Impulsabständen durchgeführt. Fig. 11 und 12 zeigen als Ergebnis verschiedene typische Formen des Helligkeitsabklingens durch Momentanüberhitzung, die für Impulsdauern von  $1/150$  sec in etwa  $1/50$  sec Abstand aufgenommen wurden. Ausgegangen wird von der bekannten rechteckigen Form der Helligkeitsimpulse, die sich infolge des Nachleuchtens beim Leuchtstoff  $\text{ZnS} + \text{CdS}$  (Fig. 11) durch eine schwache, beim Leuchtstoff  $\text{ZnO}$  (Fig. 12) durch eine kaum wahrnehmbare Abrundung der linken oberen und rechten unteren Kante vom Stromimpuls unterscheiden. Mit zunehmender Erhöhung der Stromdichte, die durch Herabsetzung des Fleckdurchmessers oder durch Erhöhung des Strahlstroms erreicht wird, sinkt die rechte Flanke des Helligkeitsimpulses mehr und mehr ab und man erkennt die Kurve des während der Impulsdauer eintretenden *Momentanabfalles* der Helligkeit, während durch die daneben noch vorhandene *Dauererwärmung* der Leuchtschirmoberfläche auch noch

<sup>1)</sup> Als Meßfehler gehen bei dieser Methode die Änderung der Leuchtschirmfarbe mit der Fokussierung bzw. mit der Temperatur sowie die in der flüssigen Luft und in eventuellen Wasserdampfbeschlägen entstehenden Absorptionsverluste ein. Die ersteren waren bei dem verwendeten Leuchtstoff genügend klein, die letzteren fallen fort, wenn, wie in Fig. 10, nur das *Verhältnis* beider Helligkeiten aufgetragen und für Ersatz der rasch verdampfenden flüssigen Luft gesorgt wird.

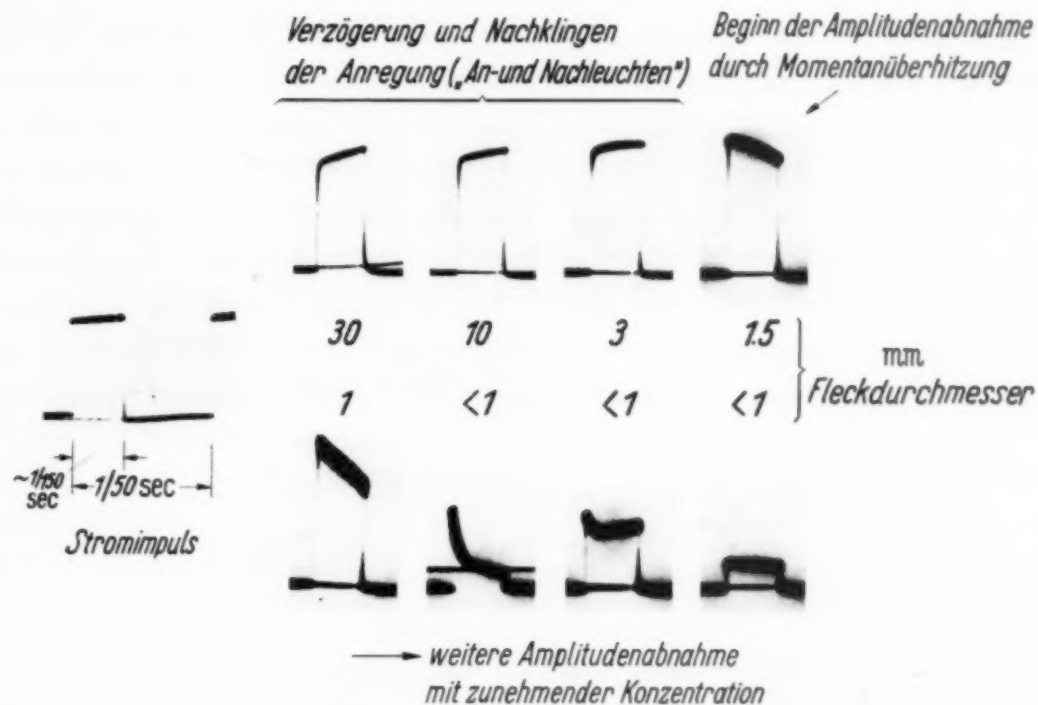


Fig. 11. Typische Oszillogramme der Momentanüberhitzung bei Verkleinerung des Fleckdurchmessers bzw. Erhöhung der Stromdichte. ZnS + CdS 40  $\mu$  auf Glasträger 2 mm, 5 kV, 0° C.

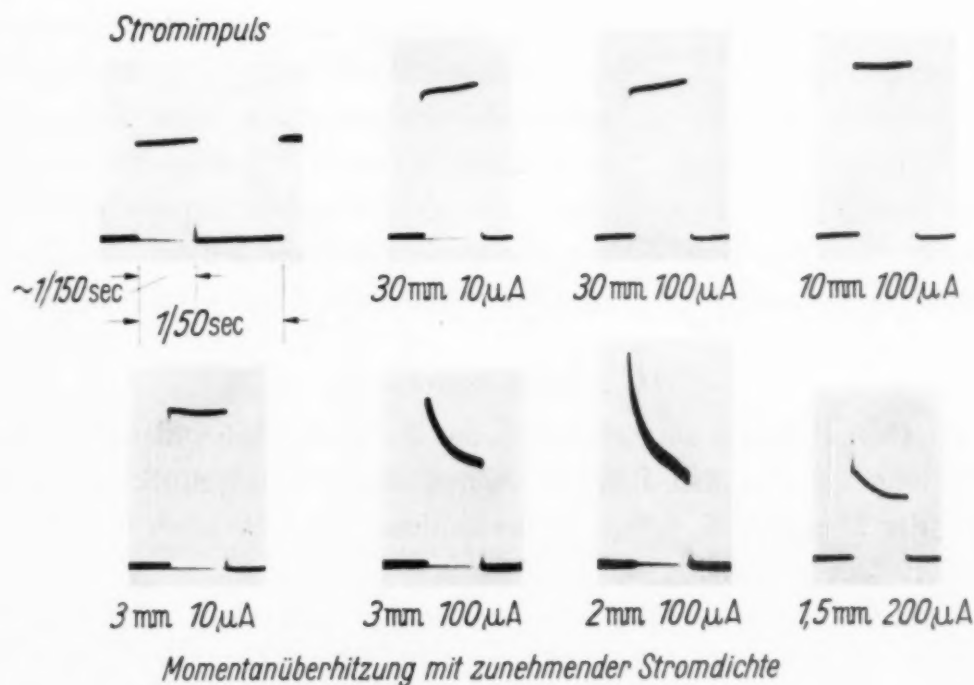


Fig. 12. Typische Oszillogramme der Momentanüberhitzung bei Verkleinerung des Fleckdurchmessers bzw. Erhöhung der Stromdichte. ZnO 60  $\mu$  auf Glasträger 8 mm, 5 kV, Zimmertemperatur.

die Gesamtamplitude des Helligkeitsimpulses abnehmen kann, insbesondere beim schlecht wärmeleitenden Zinkcadmiumsulfid<sup>1)</sup>. Eine weitere Untersuchung (Fig. 13) zeigt, daß die Helligkeitsabnahme durch Momentanerwärmung auch bei wesentlich verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten und -strömen dann die gleiche bleibt, wenn die auf den Leuchtschirm gelangenden Strahlleistungen gleich sind. In einer anderen Versuchsreihe (Fig. 14) ist auch der kühlende Einfluß des gut wärmeleitenden Metallträgers gegenüber dem schlecht wärmeleitenden Glasträger deutlich erkennbar.

Damit ist nachgewiesen, daß nicht nur eine *dauernde* Überhitzung des ganzen Leuchtschirmes, sondern auch eine *Momentanüberhitzung* des

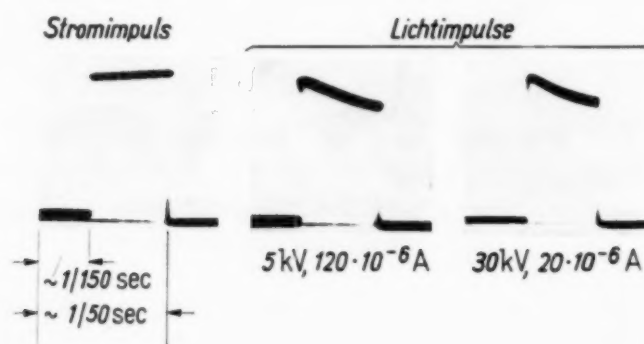


Fig. 13. Gleiche Momentanüberhitzung bei verschiedener Elektronengeschwindigkeit, aber gleicher Strahlenenergie. ZnO  $60 \mu$  auf Glasträger, Fleckdurchmesser  $\sim 3 \text{ mm}$ , Zimmertemperatur.

Leuchtschirmelements durch den nur sehr kurze Zeit auf ihm verweilenden Elektronenstrahl eine Helligkeitsabnahme hervorrufen kann. Die in Fig. 8 wiedergegebene Helligkeitsabnahme bei Fokussierung eines Zeilenrasters geht auf dieselbe Ursache zurück. Zwar verweilte bei diesem Versuch der Strahl jeweils nur etwa  $0,2 \mu\text{sec}$  auf dem Leuchtschirmelement; doch waren die bei der Röhre nach Fig. 8 verwendeten Leistungen pro  $\text{cm}^2$  5000mal größer als die bei den Versuchen nach Fig. 11 bis 14.

## II. Aufladungsvorgänge.

Die Grundlage für die Erkenntnis der bei intermittierender Elektronenbestrahlung auftretenden Ladungserscheinungen bildet zunächst die Aufladung der Leuchtstoffe bei *Dauerbestrahlung*, über die noch relativ wenig exakte Ergebnisse vorliegen.

1. *Aufladung einer Leuchtstoffschicht bei ruhendem Elektronenstrahl (dauernde Bestrahlung).* Die Aufladung der Oberfläche einer Leuchtstoff-

<sup>1)</sup> Aus der Form der Überhitzungskurve läßt sich die örtliche Temperaturverteilung und die Wärmeleitfähigkeit des Leuchtstoffs berechnen, falls die Abhängigkeit der Helligkeit von der Temperatur (Fig. 5) bekannt ist.



schicht ist auch bei hohem spezifischem Widerstand relativ genau zu messen, wenn sie auf eine Metallunterlage gebracht und diese an ein Elektrometer

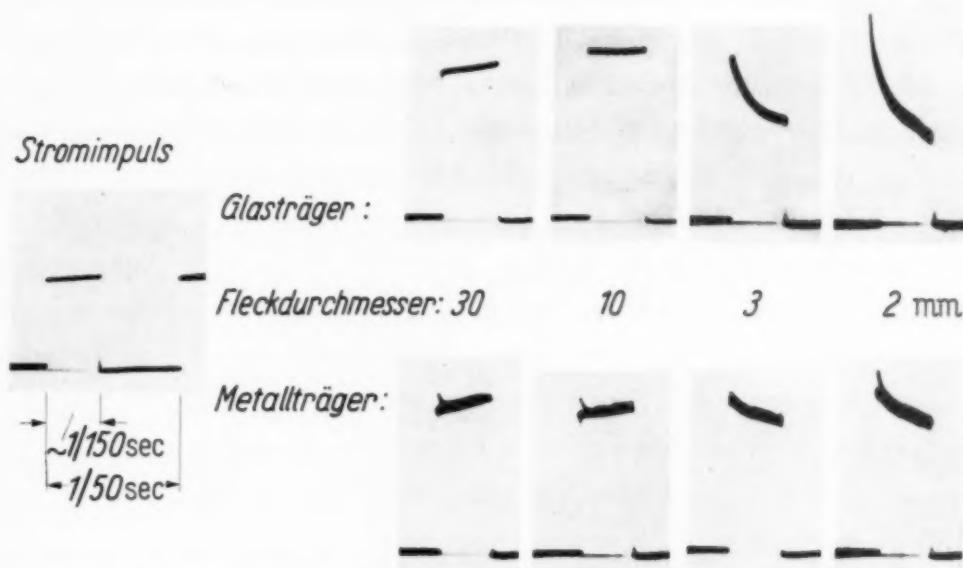


Fig. 14. Abnahme der Helligkeitsamplitude infolge Momentanüberhitzung auf Glasträger (2 mm) und auf Metallträger. ZnO, Schichtdicke 60 bzw. 200  $\mu$ , 10 kV, 100  $\mu$ A, 0° C.

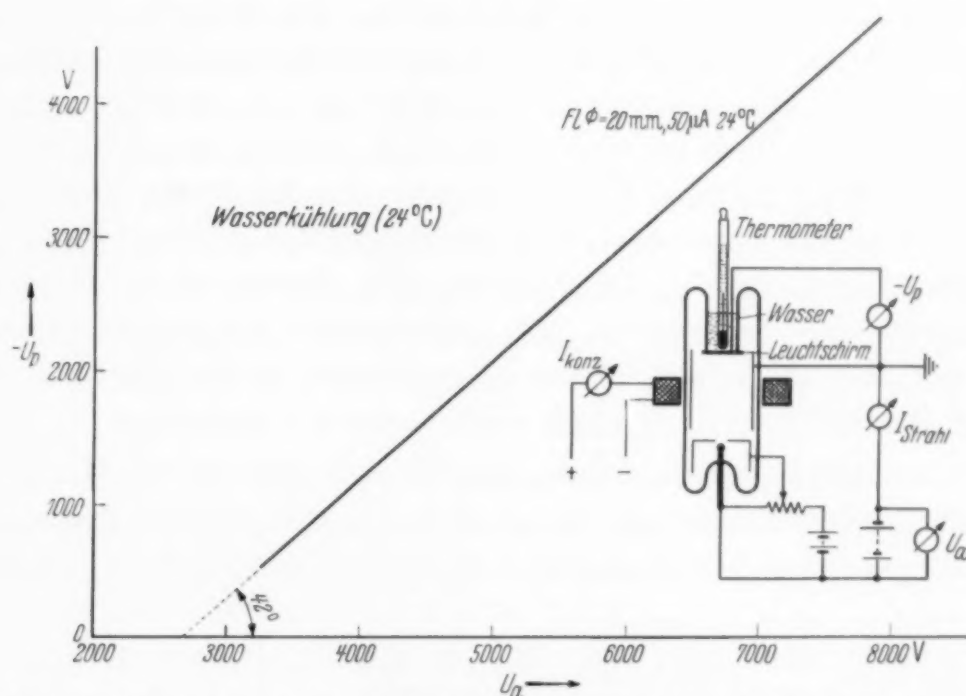


Fig. 15. Aufladespannung  $U_p$  einer Zinkoxydschicht, abhängig von der Beschleunigungsspannung  $U_a$  der Elektronen, Metall-Leuchtschirm mit Meßanordnung.

angeschlossen wird<sup>1)</sup>. Fig. 15 zeigt neben der zugehörigen Versuchsanordnung den Verlauf der Aufladespannung in Abhängigkeit von der Anodenspannung

<sup>1)</sup> Über andere Meßmethoden vgl. R. Frerichs und E. Krautz, Phys. ZS. 40, 229, 1939.

für den Leuchtstoff Zinkoxyd bei einer Strahlstromstärke von  $50 \mu\text{A}$ . Der Knickpunkt liegt nicht sehr verschieden von dem der meisten Metalle, die sich bekanntlich ebenfalls bei Elektronengeschwindigkeiten zwischen 2000 und 4000 Volt negativ aufzuladen beginnen<sup>1)</sup>. Bei den Metallen erfolgt der Anstieg der Aufladungskurve unter  $45^\circ$ ; das bedeutet, daß vom Anstiegspunkt  $U_{a_0}$  ab trotz zunehmender Anodenspannung die Geschwindigkeit der auf die Metallfläche auftreffenden Primärelektronen stets dieselbe ( $= U_{a_0}$ ) bleibt, nämlich diejenige, die dem SE.-Faktor 1 entspricht. Bei dem untersuchten Zinkoxyd beträgt, wie man sieht, der Anstiegswinkel nur  $42^\circ$ ; die Geschwindigkeit der auf den Leuchtstoff auftreffenden Primärelektronen nimmt also mit steigender Anodenspannung  $U_a$  noch langsam über  $U_{a_0}$  hinaus zu<sup>2)</sup>. Ein Einfluß der *Temperatur* auf die Aufladespannung und damit auf die Sekundäremission konnte bei diesem Leuchtstoff in der oben beschriebenen Versuchsanordnung zwischen 0 und  $-190^\circ\text{C}$  nicht festgestellt werden.

Bei allen Leuchtstoffen, die dazu neigen, bei Elektronenbeschuß nach und nach freies Metall auszuscheiden, geben die nach verschiedenen Bestrahlungszeiten aufgenommenen Aufladekurven kein eindeutiges Resultat. So gab z. B. ein und dieselbe Zinksilikatschicht bei kurzer Bestrahlungsdauer bis 60 kV keine, nach 30 min von 10 kV ab eine erhebliche negative Aufladung gegen die Sekundäremissionsanode. Daß ein Leuchtstoff noch bis nahezu 60 kV Elektronengeschwindigkeit einen SE.-Faktor größer als 1 besitzen kann, läßt interessante grundsätzliche Schlüsse auf den Mechanismus der Sekundäremission bei Leuchtstoffen bzw. Halbleitern im Gegensatz zu dem der Metalle erwarten. Die Abhängigkeit der Aufladespannung von der Bestrahlungszeit für zwei verschiedene Stellen ein und derselben Zinksulfidschicht läßt sich leicht messend verfolgen<sup>3)</sup>.

Aus dieser und anderen Messungen<sup>4)</sup> ergibt sich, daß mindestens die Zinksulfide und Zinksilikate bezüglich der Aufladung bei Elektronenbeschuß gegenüber den Metallen zwei grundsätzliche Abweichungen zeigen:

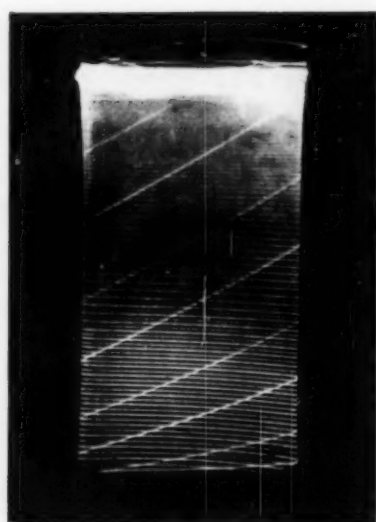
<sup>1)</sup> Vgl. M. Knoll, ZS. f. techn. Phys. **16**, 467, 1935; H. Strübig, Phys. ZS. **37**, 402, 1936 sowie die Aufladungsmessungen an ZnO bei E. Krautz, ZS. f. Phys. **114**, 459, 1939. Daß der Knickpunkt bei der dort gemessenen Substanz etwas höher lag, dürfte auf einen größeren Abstand des Schirmes von der Anode zurückzuführen sein (vgl. R. Frerichs u. E. Krautz, Phys. ZS. **40**, 229, 1939). — <sup>2)</sup> Auch bei anderen Leuchtstoffen wurden schon kleinere Anstiegswinkel als  $45^\circ$  beobachtet; vgl. C. Hagen u. H. Bey, ZS. f. Phys. **104**, 681, 1937; H. Bey, Phys. ZS. **39**, 605, 1938; E. Krautz, ZS. f. Phys. **114**, 459, 1939. — <sup>3)</sup> Vgl. M. Knoll, Telefunken-Hausmitt. **20**, Nr. 81, 73, 1939 und B. Kühnreich, Diss. Erlangen 1939. — <sup>4)</sup> B. Kühnreich, l. c.

Der *frische* Leuchtstoff lädt sich bis zu sehr hohen Elektronengeschwindigkeiten (je nach Art des Leuchtstoffs 10 . . . 60 kV) überhaupt nicht gegen die Sekundäremissionsanode auf; beim längere Zeit bestrahlten Leuchtstoff beginnt die Aufladung, wahrscheinlich wegen der allmählichen Metallausscheidung, schon bei kleineren Elektronengeschwindigkeiten, die jedoch immer noch wesentlich über den entsprechenden der Metalle ( $\sim 2$  kV) liegen.

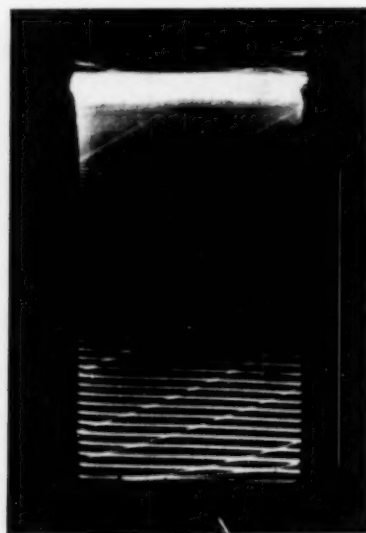
*2. Aufladungserscheinungen bei bewegtem Elektronenstrahl (intermittierende Bestrahlung).* Hierher gehört eine Erscheinung, die insbesondere bei Großbildröhren sichtbar wird, wenn der Elektronenstrahl in Form zweier ineinander kämmender Zeilensprung raster die Leuchtschirmoberfläche überfährt. Bei bestimmten Leuchtstoffen, z. B. ZnS (und insbesondere bei hohen Strahlgeschwindigkeiten) fallen bei Erhöhung der Strahlstromstärke plötzlich die bisher um Zeilenbreite gegeneinander verschobenen Zeilen raster genau aufeinander, so daß das Bild raster nur noch die halbe, also die jedem einzelnen Zeilensprung raster zukommende Zeilenzahl besitzt. Fig. 16a zeigt ein solches Raster bei relativ geringer Stromstärke (150  $\mu$ A); der hier etwa vier Zeilen pro Raster umfassende Rücklauf ist nicht ausgetastet, um das Ineinandergreifen der beiden Raster deutlich sichtbar zu machen. Fig. 16b zeigt den bei Erhöhung der Stromstärke auf 1000  $\mu$ A eintretenden Effekt der Deckung beider Zeilensprung raster. Bei niedriger Zeilenzahl (100 bis 200 Bildzeilen bei einer Rastergröße von  $12 \times 12$  cm) ist bei Bildübertragungen leicht ein Zustand herzustellen, bei dem dunkle Bildstellen die normale, helle Bildstellen dagegen infolge der Deckung zweier Zeilensprung raster nur die halbe Zeilenzahl aufweisen. Es liegt nahe anzunehmen<sup>1)</sup>, daß diese Erscheinung durch negative Ladungen entsteht, die infolge verirrter Elektronen auf den vom Elektronenstrahl nicht getroffenen Zeilenlücken aufwachsen und den Elektronenstrahl in die Spur des vorangegangenen Rasters abdrängen, falls das durch den Elektronenstrahl entstehende Gleichgewichtspotential positiver ist als das Ladungsniveau der verirrten Elektronen.

Eine weitere, bei gewissen Leuchtstoffen und Betriebszuständen auffallende Erscheinung ist folgende: Insbesondere bei hohen Strahlströmen entstehen rasch wechselnde Parallelverschiebungen und mehr oder weniger symmetrische Formänderungen (meist einseitige Vergrößerungen) des Rasters (Fig. 17a und d). Es gibt Leuchtschirme, bei denen dieses „Bildflattern“ nur bei Fokussierung auftritt (Fig. 17a) und andere, bei denen

<sup>1)</sup> Vgl. M. Knoll, ZS. f. techn. Phys. 19, 312, 1938.

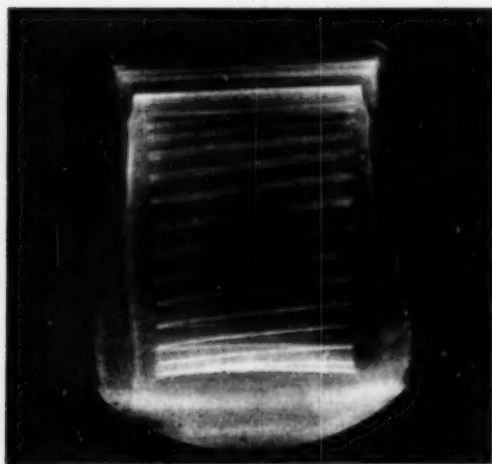


a

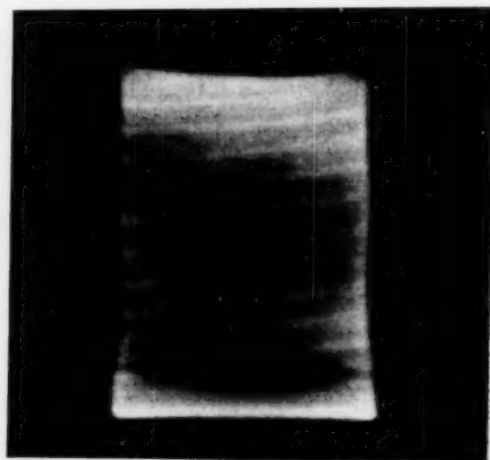


b

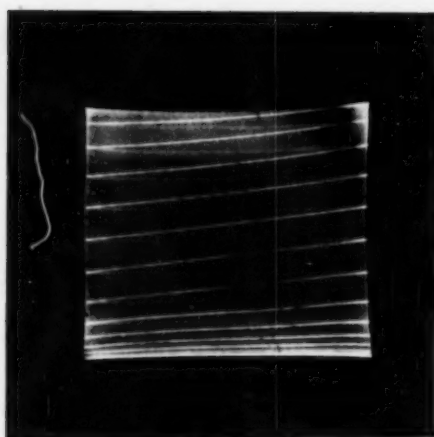
Fig. 16. Deckung zweier Zeilenraster bei hoher Strahlstromstärke.  $U_a = 30$  kV (Zeilensprungverfahren).



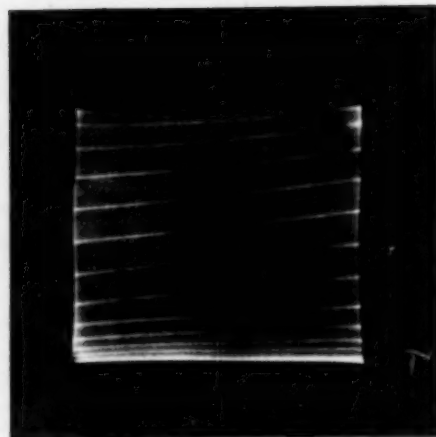
a



b



c



d

Fig. 17. Effekt des Bildflatterns: a, b Flattern bei Fokussierung (40 kV,  $50 \mu\text{A}$ ); c, d Flattern bei Defokussierung (Zinkcadmiumselenid, 30 kV,  $300 \mu\text{A}$ ).



das Raster bei Fokussierung ruhig steht, bei leichter Defokussierung flattert und bei starker Defokussierung wieder ruhig wird (Fig. 17 c und d). Daneben beobachtet man eine Zunahme der Bildunruhe mit der Rastergröße (Fig. 18). Da die Bildwechselzahl 50/sec und die Belichtungszeit für jede Aufnahme etwa  $\frac{1}{10}$  sec betrug, entfallen auf jede Aufnahme etwa fünf Einzelraster.

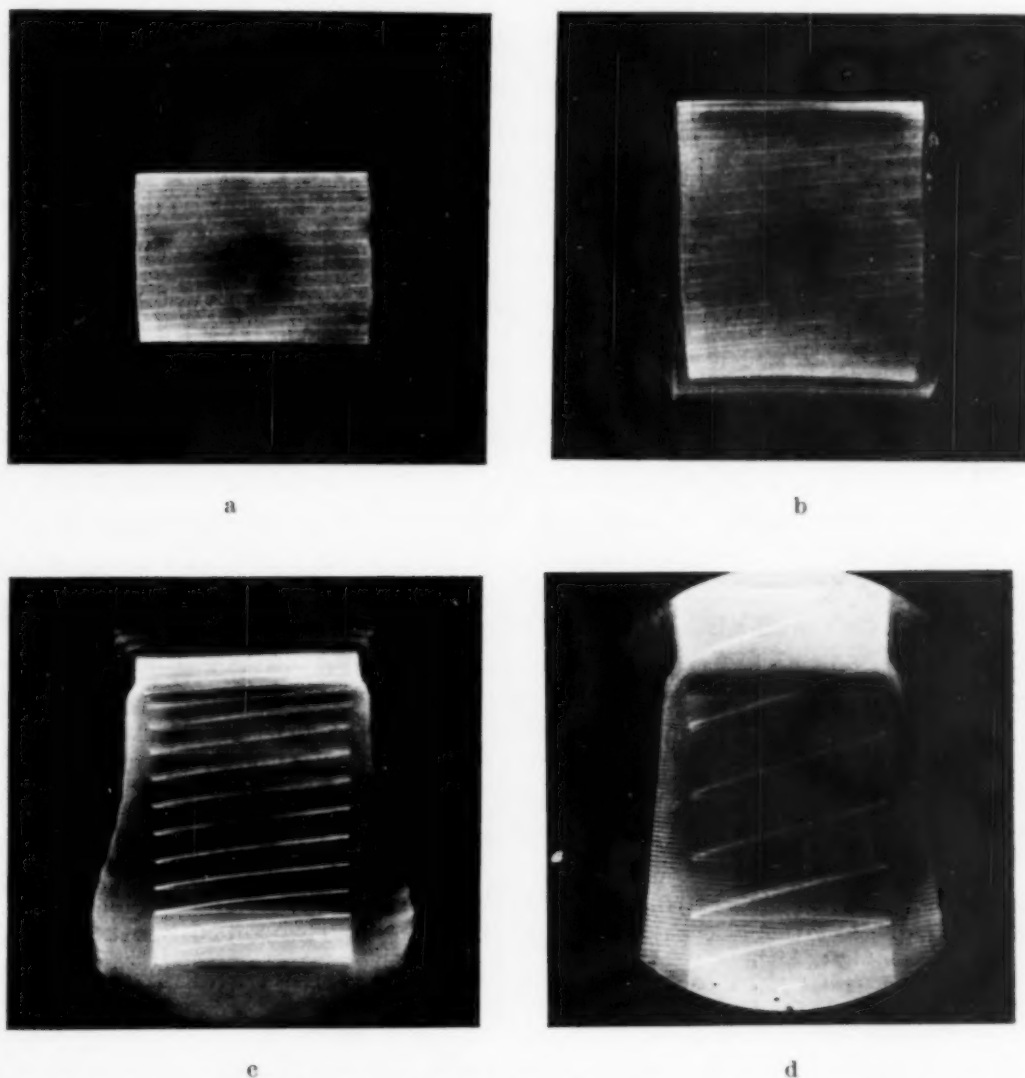


Fig. 18. Zunahme des Flatterns mit der Rastergröße (Leuchtstoff wie 17 b; 40 kV, 250  $\mu$ A).

Es scheint hier also eine Abhängigkeit des örtlichen Gleichgewichtspotentials des Elektronenstrahles von der Fokussierung vorzuliegen. Das Ergebnis der Messung des mittleren Gleichgewichtspotentials einer auf einem Metallträger angebrachten, mit Zeilenraster überfahrenen Leuchtstoffschicht zeigt Fig. 19. Sie läßt erkennen, daß an dem untersuchten Zinkoxyd bei Fokussierung des Elektronenstrahles ganz erhebliche stromabhängige Verschiebungen des mittleren Gleichgewichtspotentials (von der Größenordnung 100 Volt, d. h. 2,5% der verwendeten Anodenspannung

von 4 kV) auftreten können, die mit steigender Strahlstromstärke (und nach anderen Versuchen zwischen 2,5 und 7,5 kV auch mit fallender Anodenspannung) zunehmen<sup>1)</sup>. Falls diese Verschiebungen auch bei den für Fig. 19 und

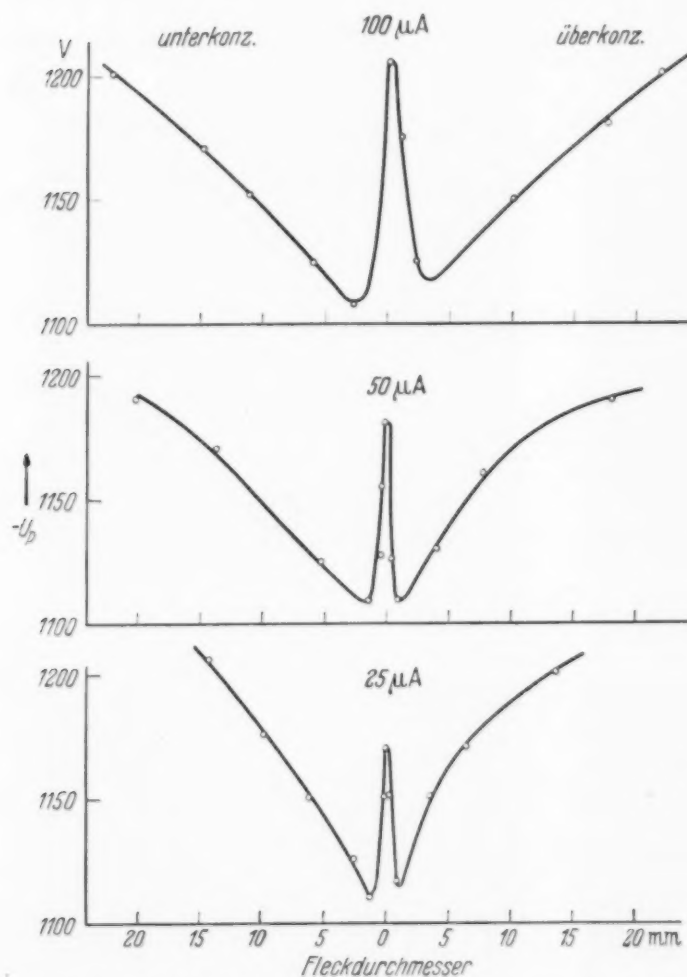


Fig. 19. Aufladung einer Zinkoxydschicht bei Abtastung mit Zeilenraster, abhängig vom Fleckdurchmesser des Elektronenstrahles. Metallträger, Zimmertemperatur, 4 kV, Rastergröße  $25 \times 25$  mm.

und 18 unten) deformiert werden. Diese Stelle größter Rasterverbreiterung fiel hier stets mit dem Bildende zusammen. Die hieraus im Hinblick auf die Natur

20 angewendeten Leuchtstoffen und Anodenspannungen eine ähnliche prozentuale Größe haben, wird das Bildflattern in verschiedenen Fokussierbereichen wiederum als Ablenkung des Elektrodenstrahles durch die auf den Leuchtschirmelementen während der Nicht-Berührung durch den Abtaststrahl angesammelten Ladungen erklärlich, die mit der Stromstärke zunehmen und je nach dem Fokussierungszustand des Abtaststrahles bei dessen Berührung mehr oder weniger neutralisiert werden<sup>2)</sup>.

Fig. 17 und 18 zeigen, daß bei den verwendeten Röhren die Einzelbilder im allgemeinen nur in einer Richtung (in Fig. 17

<sup>1)</sup> Diese Abhängigkeit scheint darauf hinzudeuten, daß das bei Fokussierung auftretende Maximum der negativen Aufladespannung mit der in der Strahlspitze sich ausbildenden größeren Raumladungsdichte zusammenhängt. Das symmetrische Ansteigen rechts und links vom Maximum könnte durch von der Glaswand reflektierte, den Metallträger unmittelbar erreichende abgeirrte Elektronen verursacht sein. Dies wäre durch Änderung der geometrischen Anordnung des Leuchtschirms festzustellen.

<sup>2)</sup> Die absolute Höhe dieser Ladungen ist durch den Schichtwiderstand (Anodenableitung!) und den SE.-Faktor der Leuchtstoffschicht für die mittlere Geschwindigkeit der Streuelekttronen gegeben.

der das Flattern verursachenden Ladungen zu ziehenden Schlüsse können aber streng nur aus kurzzeitigeren Aufnahmen gewonnen werden, die eine genaue Auswertung jedes einzelnen deformierten Bildes gestatten<sup>1)</sup>.

3. *Bestimmung der Verschiebungsrichtung des Gleichgewichtspotentials bei bewegtem Elektronenstrahl.* Das Vorzeichen der Verschiebung des Gleichgewichtspotentials der Strahlelektronen gegen dasjenige der verirrten Elektronen kann in einer Versuchsanordnung nach Fig. 20 festgestellt werden. Der zu untersuchende Leuchtschirm ist im Innern einer Kathodenstrahlröhre angebracht; auf der Außenseite des Schirmbodens befindet sich als kapazitiver Abnehmer für die Verschiebungsspannungen ein Metall-

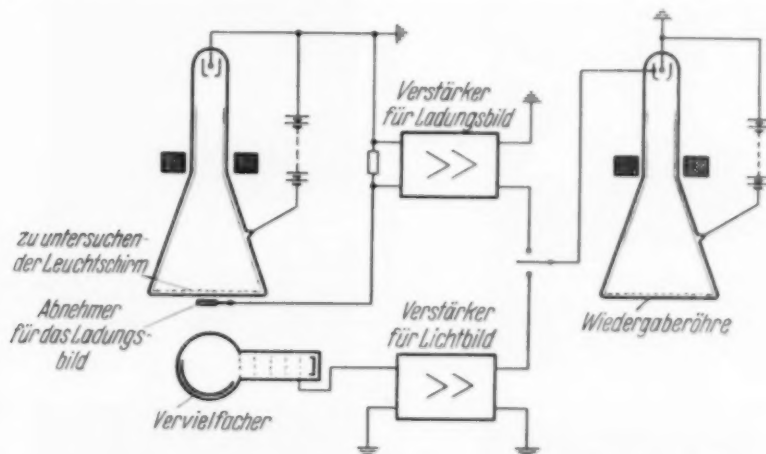


Fig. 20. Anordnung zur Beobachtung von Ladungsverschiebungen und zur Abbildung der Ladungsverteilung auf dem Leuchtschirm einer Bildschreibröhre.

streifen oder eine Metallscheibe, die über einen Widerstand mit der Kathode verbunden ist<sup>2)</sup>. Der beim Wechsel des Gleichgewichtspotentials über die Batterie und den Sekundäremissionsstromkreis zur Abnehmerplatte fließende kapazitive Strom wird durch einen an den Widerstand angeschlossenen Verstärker verstärkt und der Steuerscheibe einer Bildwiedergaberöhre zugeführt. Durch Umschaltung bei *S* kann auf derselben Wiedergaberöhre auch das von einem Photozellenvervielfacher aufgenommene *Lichtbild* des Leuchtschirms, dessen Kontraste elektrisch verstärkt werden, betrachtet werden.

Fig. 21 zeigt die auf der Wiedergaberöhre sichtbaren, durch periodische Auf- und Entladung jedes Leuchtschirmelements bei verschiedenem Fokussierungszustand und verschiedener Anodenspannung entstehenden

<sup>1)</sup> Die Beobachtung, daß das Flattern vorwiegend an derselben Bildkante auftritt, spricht dafür, daß nicht nur durch Inhomogenität des Leuchtschirms (Widerstand oder Sekundäremission) auftretende, Fig. 24 entsprechende „Ladungsinseln“ das Flattern verursachen. — <sup>2)</sup> Vgl. M. Knoll u. R. Theile, TFF. 27, 538, 1938.

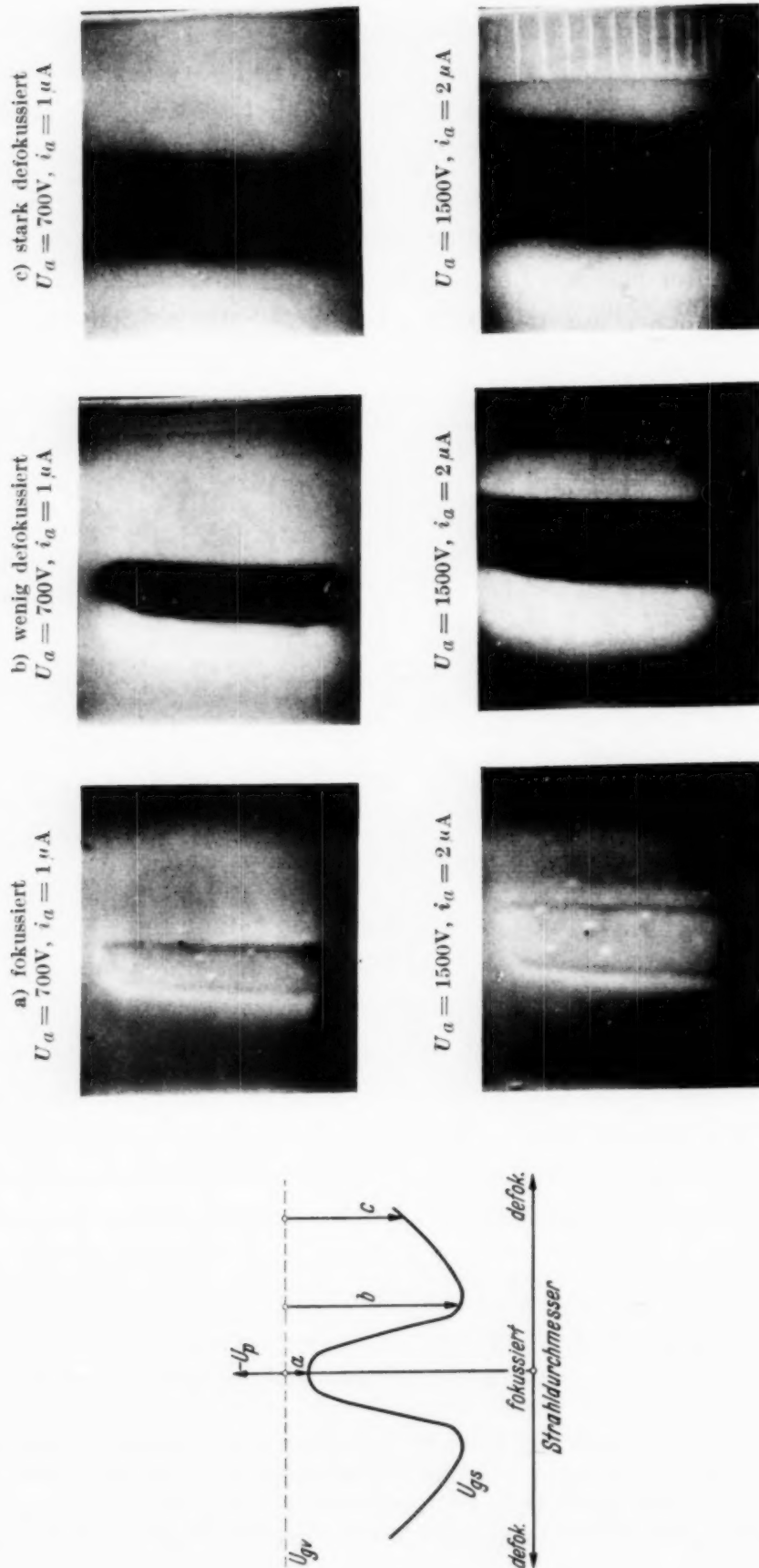


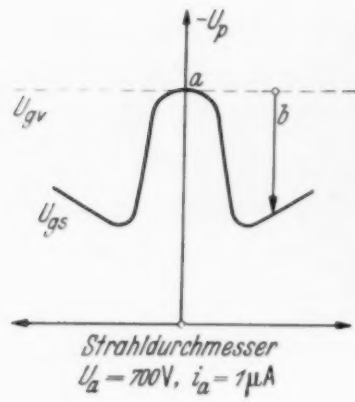
Fig. 21. Periodische Auf- und Entladung eines Leuchtschirmelements (Zn S + CdS) durch Unterschiede im Gleichgewichtspotential der Strahl-  
elektronen und der abgeirten Elektronen. Abhängigkeit des Gleichgewichtspotentials  $U_{gs}$  der Strahl-  
elektronen von der Fokussierung abhängige Gleichgewichtspotential  $U_{gv}$ . Fünf Verstärkungen,  
daher umgekehrtes Signal.



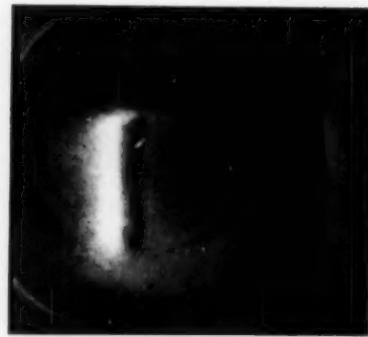
Signale eines unmittelbar auf den Kolbenboden einer Bildschreibröhre geklebten senkrechten Staniolstreifens als Abnehmer. Wie man sieht, erscheint der Staniolstreifen je nach Fokussierungszustand und Anodenspannung verschieden getönt gegenüber seiner Umgebung. Links daneben ist eine wahrscheinliche Möglichkeit für das Zustandekommen des Bildsignals dargestellt. Es ist angenommen, daß verirrte sekundäre bzw. reflektierte Primärelektronen den Leuchtschirm während der Nichtberührung des Abtaststrahles auf ein konstantes Potentialniveau  $U_{gv}$  aufladen, dessen Höhe von Widerstand und Sekundäremission des Leuchtschirms abhängt, und daß bei Berührung des Abtaststrahles dem betreffenden Leuchtschirmelement das Gleichgewichtspotential  $U_{gs}$  der Strahlelektronen aufgezwungen wird, das seinerseits ähnlich vom Fokussierungszustand abhängt wie der für ZnO bei Rasterablenkung gemessene Mittelwert (Fig. 19). Die dabei befreiten Ladungen rufen auf der kapazitiv angekoppelten Abnehmer-elektrode das Bildsignal hervor<sup>1)</sup>. Bei dem hier verwendeten Leuchtstoff schneidet das Potentialniveau  $U_{gv}$  der die Leuchtstoffschicht während der Nichtberührung durch den Abtaststrahl aufladenden Streuelektronen bei beiden Anodenspannungen das Gleichgewichtspotential des Abtaststrahles so, daß das Abtasten eines Leuchtschirmelements mit dem konzentrierten Strahl einen schwachen, mit dem dekonzentrierten Strahl einen starken positiven Stromstoß auf den Verstärkereingang ergibt. Dementsprechend erscheint das Bild des Staniolstreifens bei *konzentriertem* Abtaststrahl wenig, bei *dekonzentriertem* Abtaststrahl stark heller als seine Umgebung (Fig. 21 und 22 sind wegen der ungeraden Stufenzahl des verwendeten Verstärkers als Negative zu betrachten). Da das erste Signal (Fig. 21a) eine geringere Signaltiefe aufweist als das zweite (Fig. 21b), muß das Streuelektronenniveau näher zum Gleichgewichtspotential des *konzentrierten* Abtaststrahles liegen. Das Versuchsergebnis läßt also auf eine Ähnlichkeit mit den Ladungskurven nach Fig. 19 schließen, obwohl es sich dort um einen anderen Leuchtstoff handelt und der Mittelwert, nicht aber der Momentanwert der Aufladung gemessen wurde.

Fig. 22 zeigt das Ergebnis desselben Versuchs auf einer *Glasoberfläche*; es wurde an Stelle des Leuchtstoffs nur die blanke Kolbenwand der Röhre abgetastet. Hier ist bei der Anodenspannung 1500 Volt das Bildsignal auch in *fokussiertem* Zustand stark positiv; das Ladungsniveau  $U_{gv}$  muß also

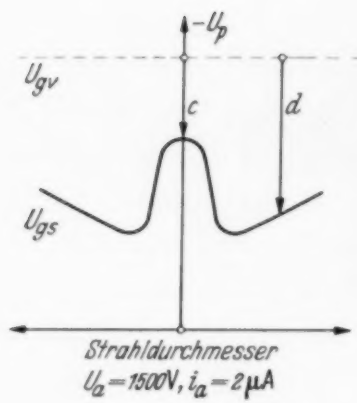
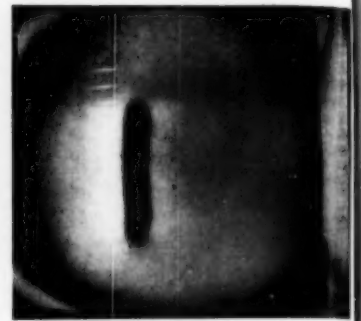
<sup>1)</sup> Es handelt sich also hier um einen analogen Mechanismus wie beim Zustandekommen des „Störsignals“ von Bildabtaströhren, vgl. z. B. M. Knoll, ZS. f. techn. Phys. **19**, 307, 1938; W. Heimann u. K. Wemheuer, ENT. **15**, 1, 1938 u. V. K. Zworykin, G. A. Morton u. L. E. Flory, Proc. Inst. Rad. Eng. **25**, 107, 1937.



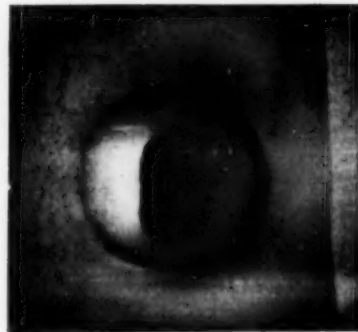
a) fokussiert



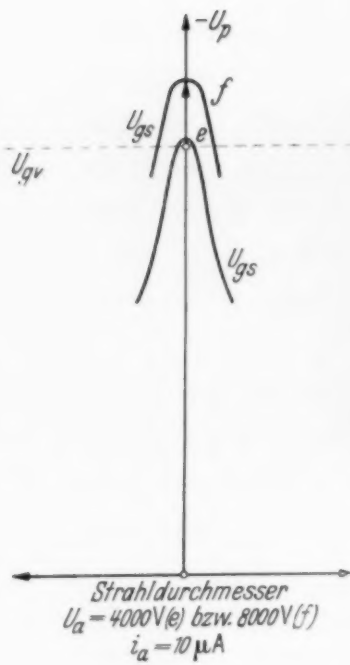
b) defokussiert



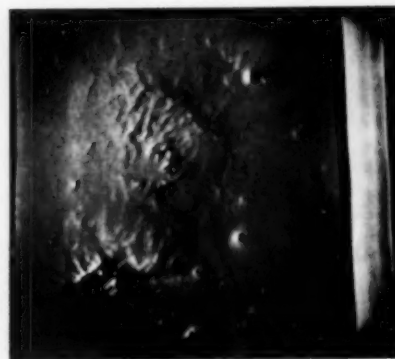
c) fokussiert



d) defokussiert



e) fokussiert



f) fokussiert



Fig. 22. Wie Fig. 21, jedoch Glasschirm ohne Leuchtstoff. e, f Verschwinden der Signalelektrode, Ladungsbilder.

jetzt wesentlich höher geworden sein als das Gleichgewichtspotential des fokussierten Strahles (vgl. Skizze neben Fig. 22c und d). Steigert man die Anodenspannung noch höher, so tritt eine völlig neue Struktur hervor, die als Ladungsbild mit überlagertem Sekundäremissionsbild zu deuten ist. Das Bild des Staniolstreifens geht von Schwarz in Grau über, verschwindet schließlich (Fig. 22e) und wird bei noch höheren Anodenspannungen wie der schwach weiß (in Fig. 22f eben erkennbar).

Beim Glasschirm liegt also wahrscheinlich wegen seiner im Vergleich zum Leuchtstoff (Fig. 21) geringeren elektrischen Leitfähigkeit oder geringeren Sekundäremission schon bei Anodenspannungen von 1500 Volt das Ladungsniveau  $U_{gv}$  hoch über dem Gleichgewichtspotential des konzentrierten Abtaststrahles  $U_{gs}$ . Bei höheren Anodenspannungen wird  $U_{gv}$  offenbar von dem noch rascher ansteigendem  $U_{gs}$  wieder überholt<sup>1)</sup>.

4. *Abbildung der Ladungsverteilung auf Leuchtschirmen.* Sie wird ebenfalls nach der Anordnung Fig. 20 vorgenommen, entspricht also grundsätzlich dem bekannten Elektronenabtaster zur Sichtbarmachung von Oberflächen-Strukturabbildern<sup>2)</sup> mit dem Unterschied, daß wegen des durch die Dicke des Schirmträgers gegebenen Abstandes und der durch Rücksicht auf kapazitive Störspannungsaufnahme gegebenen Kleinheit der Abnehmerplatte nur relativ hohe Potentialänderungen auf der Leuchtstoffschicht registriert werden.

Schon in Fig. 22e und f (Abtastung eines Glasschirms) sind Strukturen erkennbar, die als abfließende Ladungen angesprochen werden müssen. Häufig bleiben diese Ladungen nicht am gleichen Ort stehen, sondern zeigen eine rasche Beweglichkeit; oft, wie z. B. im Falle Fig. 22f, „züngeln“ sie strahlenförmig von einem Punkt geringer Leitfähigkeit oder geringer Sekundäremission aus radial nach verschiedenen Richtungen. Fig. 23 gibt ein räumliches Schema für das Zustandekommen eines Ladungsbildes ähnlich Fig. 22f, das z. B. durch Hebung des nach 0,02 sec infolge des Ableitwiderstandes der Leuchtstoffschicht von  $U_{gs}$  auf  $U_{g(0,02 \text{ sec})}$  abgefallenen Gleichgewichtspotentials der Strahlelektronen verursacht werden kann. Die Pfeilrichtungen deuten die Richtung der Signalspannungen an, die, falls die Ladungsinsel *schwarz* gegenüber ihrer Umgebung erscheint,

<sup>1)</sup> Bei der Auswertung von Signalen ähnlich Fig. 23 und 24 ist zu berücksichtigen, daß die für die Größe des Bildsignals maßgebende Kapazität zwischen dem Abtaststrahlquerschnitt in der Leuchtschirmebene und der Abnehmer-elektrode mit der Defokussierung zunimmt, so daß bei fokussiertem Strahl nur die unmittelbare Umgebung des Bildes der Abtastelektrode zur Schätzung der Signalamplitude herangezogen werden darf. — <sup>2)</sup> M. Knoll u. R. Theile, ZS. f. Phys. **113**, 260, 1939.

innerhalb dieser weniger negativ, also positiver sind als am Rande. Die gestrichelten Kurven gelten für einen Leuchtschirm, dessen Leitfähigkeit oder Sekundäremission *unsymmetrisch* auf dem Leuchtschirm verteilt sind.

Weitere typische Ladungsbilder und ihre Abhängigkeit von der Strahlstromstärke zeigen Fig. 24 und 25. Bei Fig. 24A handelt es sich um relativ feststehende Inseln, von denen nur die radial ausstrahlenden Ladungszungen

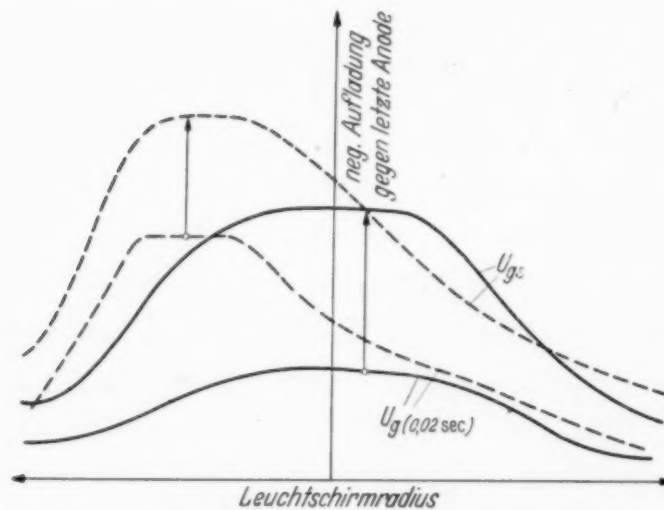


Fig. 23. Beispiel für das Zustandekommen des Bildsignals bei örtlich verschiedenem Gleichgewichtspotential der Streuelektronenladungen, etwa entsprechend dem Ladungsbild Fig. 22 f.

mehr oder weniger beweglich sind, bei Fig. 24 B um „Ladungsblasen“, die auf der Wiedergaberöhre das Bild von aufplatzenen Luftblasen in einem Kuchenteig darbieten. Bei Fig. 24 B, a sind daneben noch größere Ladungsinselformen vorhanden. Die Ursache für das Auftreten der Blasen, deren Periodendauer mehrere Sekunden betragen kann, liegt in einer

periodisch wiederkehrenden Aufhäufung negativer Ladungen, die an einer Stelle hohen Widerstandes oder geringer Sekundäremission durch den Abtaststrahl bei jeder Berührung nur teilweise abgebaut werden können. Fig. 24C zeigt die Aufladung sogenannter zerstörter Leuchtschirmstellen, die infolge Ausscheidung von fein verteiltem Metall (z. B. Zink) ein höheres negatives Potentialniveau aufweisen als ihre Umgebung. Fig. 25 gibt das Ladungsbild eines Leuchtschirms, dessen Zeilenraster bei Defokussierung flattert (vgl. Fig. 17 c, d).

Die Ursache für das Auftreten der Ladungen ist entweder schlechte Leitfähigkeit des Leuchtstoffs, die den Abfluß der Elektronen teilweise verhindert und diese auf dem Leuchtschirm anstaut. Die Ladungen werden kleiner bzw. die Signalstärke der Ladungsbilder wird geringer, wenn die Leuchtstoffschicht direkt mit der zweiten Anode der Kathodenstrahlröhre in Verbindung steht (wie in der Versuchsanordnung Fig. 20 angedeutet). Sie verschwinden in diesem Falle nahezu ganz, wenn der Leuchtstoff außerdem noch relativ gut leitet, wie z. B. bei Leuchtschirmen aus Zinkoxyd. Wahrscheinlich trägt auch die starke Lichtbestrahlung der Leuchtstoffe unter den Betriebsbedingungen der Durchsichts-Großbildröhren



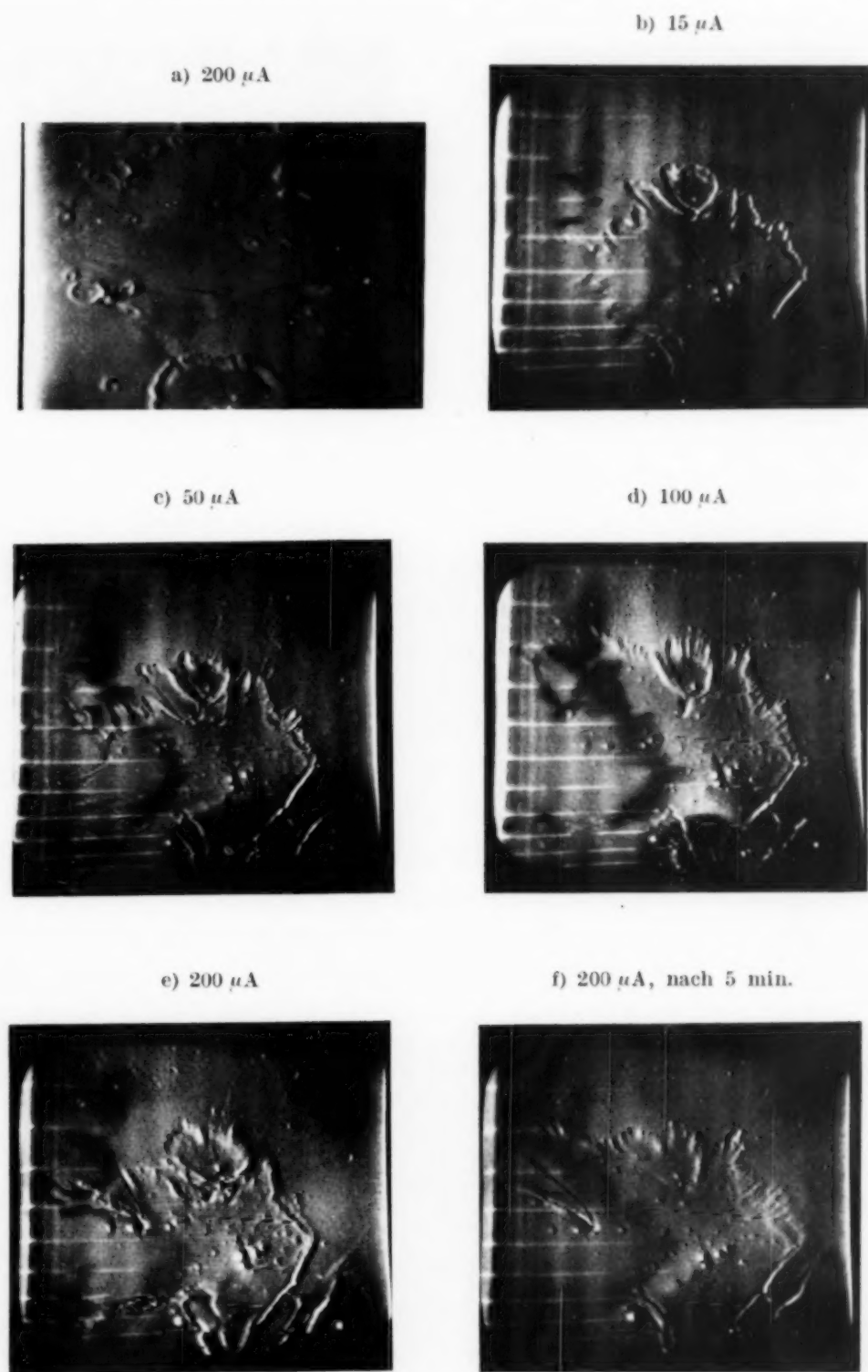
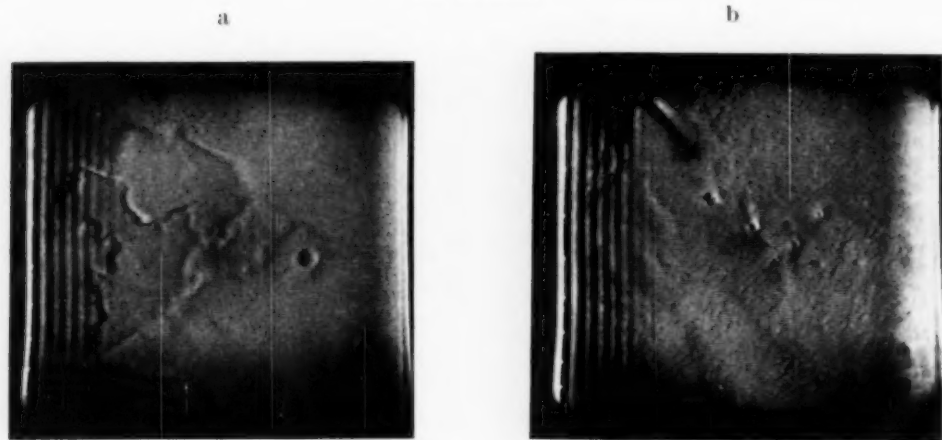


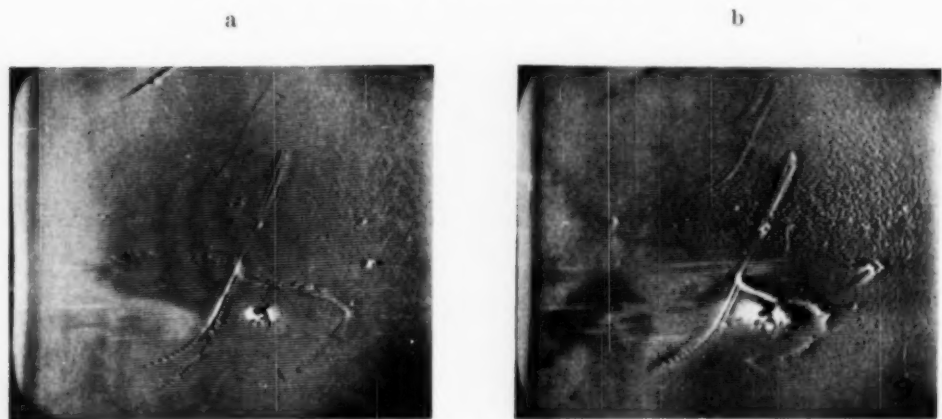
Fig. 24. Potentialgebirge auf Leuchtschirmen mit Glasträger, verursacht durch Aufladung bei örtlich verschiedenem Schichtwiderstand bzw. örtlich verschiedener Sekundäremission.

A. Feststehende Ladungsinseln bei verschiedener Stromstärke.  $U_a = 30 \text{ kV}$ ;  
Leuchtstoff bei b) bis f) der gleiche.

durch Erhöhung der Leitfähigkeit infolge Temperaturerhöhung und inneren lichtelektrischen Effekt zur Herabsetzung der Aufladungen bei und kann



24 B. Auftreten von „Ladungsblasen“. Leuchtstoff Zn S + Cd S.  
a) 13 kV, 15  $\mu$ A; b) 16 kV, 15  $\mu$ A.



24 C. Ladungen auf „zerstörten“ Leuchtschirmstellen. Leuchtstoff: Zinksulfidselenid.  
a) 30 kV 100  $\mu$ A; b) 30 kV, 400  $\mu$ A.

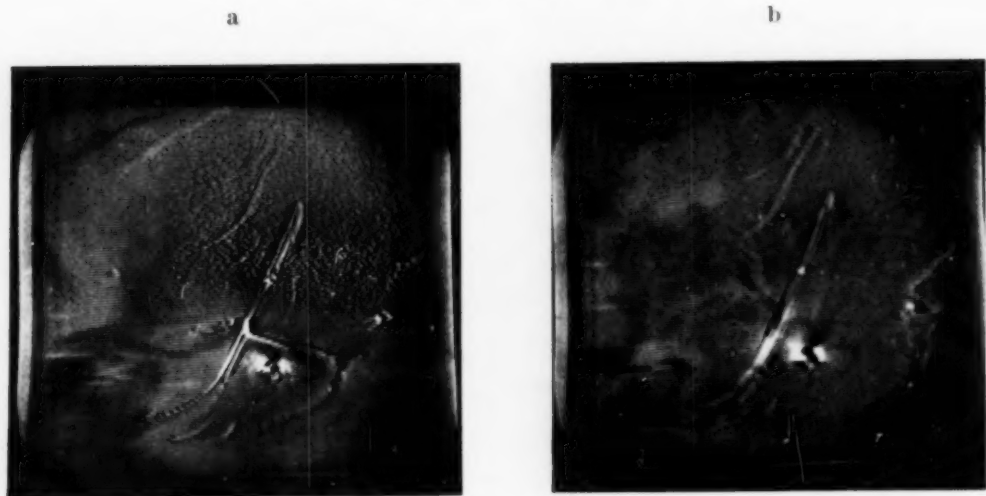


Fig. 25. Unruhe des Ladungsbildes bei Defokussierung des Abtaststrahles („Bildflattern“, vgl. Fig. 17 c, d). Leuchtstoff Zinkcadmiumselenid.  
30 kV, 400  $\mu$ A, a) fokussiert, Ladung in Ruhe; b) defokussiert, Flattern des Abtastbildes.

durch periodische Leitfähigkeitsschwankungen entsprechende Ladungs- bzw. Helligkeitsschwankungen hervorrufen. In jedem Fall gibt die be-

schriebene Methode die Möglichkeit, die örtliche Verteilung und die ungefähre Größe der Ladungen bei verschiedenen Leuchtstoffen und Leuchtschirmanordnungen unmittelbar festzustellen.

### III. Sekundäremissionsvorgänge.

Eine genaue Feststellung der Sekundäremissionskurve von Leuchtstoffen ist wegen deren schlechter Leitfähigkeit im allgemeinen schwierig, doch genügt häufig die mit der Anordnung nach Fig. 15 durchführbare „Knickpunktbestimmung“, aus der hervorgeht, wo die Sekundäremissionskurve die Gerade für den Sekundäremissionsfaktor 1 schneidet. Falls der Widerstand der Leuchtstoffe nicht allzu hoch ist, ist die Bestimmung der Sekundäremission durch Vergleich mit der bekannten eines Metalls auch im Elektronenabtaster möglich<sup>1)</sup>. Einwandfreie Bestimmungsmethoden für den Absolutwert der Sekundäremission von Isolatoren sind von Salow und Heimann und Geyer<sup>2)</sup> angegeben worden.

Benutzt man die Anordnung nach Fig. 20 zur Sichtbarmachung eines Sekundäremissionsbildes der ganzen Oberfläche eines Leuchtschirms, so ergibt sich, wie schon erwähnt, dann eine reine Sekundäremissionsstruktur, wenn der untersuchte Leuchtstoff genügende Leitfähigkeit besitzt. Dies ist z. B. bei Zinkoxyd der Fall. Solche Bilder einer strukturreichen Schicht zeigt Fig. 26. Die scheinbar kraterähnlichen Gebilde in Fig. 26c haben keine reelle Bedeutung, sondern entstehen bei Defokussierung des Abtaststrahles aus den in den übrigen Bildern deutlich sichtbaren punktförmigen Stellen geringer Sekundäremission infolge mehrfacher Berührung des Abtaststrahles mit demselben Bildelement.

Ein Vergleich der Sekundäremissionsstruktur eines Leuchtschirms mit seiner bei *Lichtemission* hervortretenden Struktur (Fig. 27) zeigt, daß vielfach dunkle, bei der Lichtaufnahme hervortretende Stellen auch Stellen geringerer Sekundäremission im Sekundäremissionsbild entsprechen. Die dunklen Stellen solcher Leuchtschirme sind bei direkter visueller Betrachtung meist nicht erkennbar, weil sie erst durch die starke Erhöhung der Bildkontraste mit Hilfe des Verstärkers im Fernbild sichtbar werden. Es kann sich dabei sowohl um geringe Anregungsfähigkeit der schlecht sekundäremittierenden Zentren als auch um negative Aufladung dieser Stellen infolge der zu geringen Sekundäremission handeln, wodurch die ankommenden Elektronen abgebremst werden und ihre lichterregende Wirkung vermindert wird. Sicher ist dies bei dem großen schwarzen Fleck rechts

<sup>1)</sup> Vgl. M. Knoll u. R. Theile, ZS. f. Phys. **113**, 260, 1939. — <sup>2)</sup> H. Salow, ZS. f. techn. Phys. **21**, 8, 1940; W. Heimann u. K. Geyer, ENT. **17**, 1, 1940.

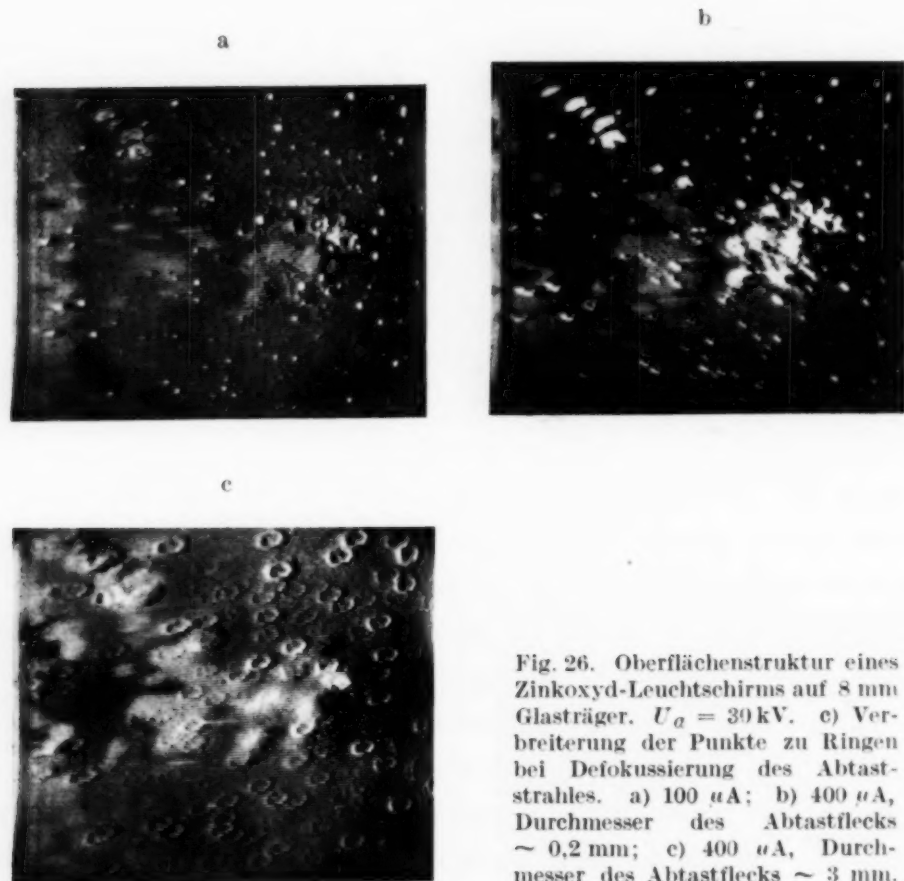


Fig. 26. Oberflächenstruktur eines Zinkoxyd-Leuchtschirms auf 8 mm Glasträger.  $U_a = 30$  kV. c) Verbreiterung der Punkte zu Ringen bei Defokussierung des Abtaststrahles. a)  $100 \mu\text{A}$ ; b)  $400 \mu\text{A}$ , Durchmesser des Abtastflecks  $\sim 0,2$  mm; c)  $400 \mu\text{A}$ , Durchmesser des Abtastflecks  $\sim 3$  mm.

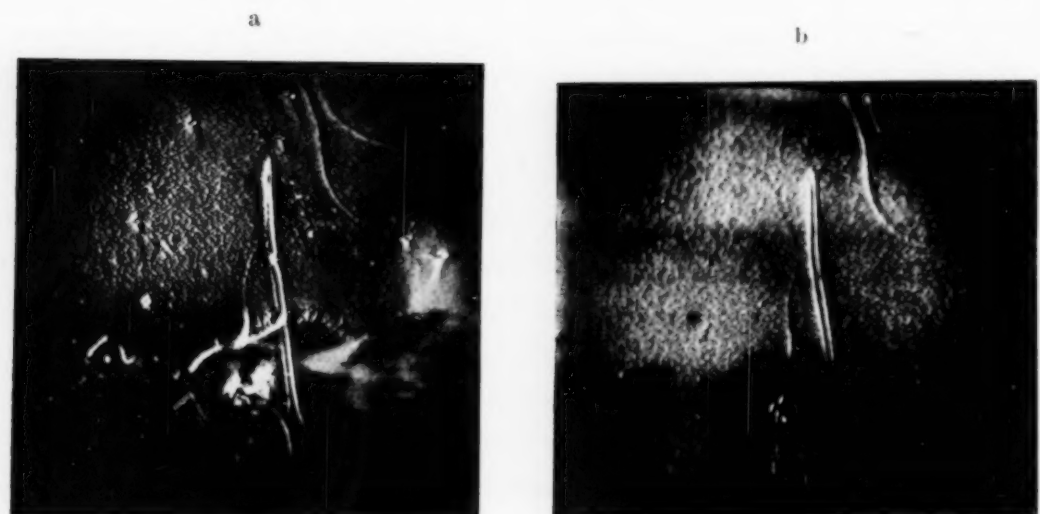


Fig. 27. Vergleich der Sekundäremissionsstruktur eines Zinksulfidselenid-Leuchtschirms (a) mit seiner bei der Lichtemission hervortretenden Struktur (b). Kontrastverstärkung durch Vervielfacher (nach Fig. 20). Negativ aufgeladene Schirmteile sind dunkler als die Umgebung. a)  $20$  kV,  $350 \mu\text{A}$ , b)  $40$  kV,  $20 \mu\text{A}$ .

unten in der Fig. 27 b der Fall; man kann in Fig. 27 a ungefähr an derselben Stelle eine starke negative Ladung erkennen, welche die Abbremsung der Abtastelektronen verursacht.



*Zusammenfassung.*

*Leuchtvorgänge.* Die von Bartels und Schleede bei Zinkcadmiumsulfid-Gemischen gefundene Abnahme der An- und Nachleuchtdauer der kurzzeitig erregbaren Banden mit zunehmender Stromdichte wird auch im Bereich tiefer Temperaturen des Schirmträgers bestätigt (Fig. 2 und 3); die Größenordnung der untersuchten An- und Nachleuchtdauern war  $10^{-4}$  bis  $10^{-1}$  sec. Eine Entscheidung darüber, ob der Effekt durch Temperaturerhöhung oder durch die bloße Konzentrationserhöhung der Elektronen zustande kommt, gibt die Beobachtung der An- und Nachleuchtkurven während der Abkühlung des Leuchtschirms mit flüssiger Luft. Es zeigt sich, daß An- und Nachleuchtdauer zwischen 0 und  $-190^{\circ}\text{C}$  kaum von der Temperatur des Leuchtschirms abhängen (Fig. 4). Abgesehen von möglichen Temperaturerhöhungen in atomaren Bezirken der Leuchtstoffkristalle ist also die Abnahme der An- und Nachleuchtdauer der kurzzeitig erregbaren Banden des  $\text{ZnSCdS}$  mit zunehmender Stromdichte nicht auf eine mit der Stromdichte zunehmende Temperatursteigerung des Leuchtschirms zurückzuführen, sondern scheint mit der durch die Steigerung der Stromdichte bedingten Zunahme der Elektronenkonzentration im Leuchtstoff zusammenzuhängen.

Die Größe der für gekühlte Leuchtschirme interessierenden Helligkeitsabnahme durch Dauererwärmung wird für  $\text{ZnO}$  sowie  $\text{ZnS} + \text{CdS}$  auf Glas- und Metallträger bei 0 und  $-190^{\circ}\text{C}$  festgestellt (Fig. 6 und 7). Bei *intermittierender* Elektronenbestrahlung, z. B. beim Überfahren des Leuchtschirms mit einem Fernseh-Zeilenraster, tritt bei Konzentrierung des Elektronenstrahles ein Helligkeitsabfall ein (Fig. 8). Durch Kühlung des Leuchtschirms wird festgestellt, daß es sich um einen Temperatureffekt handelt (Fig. 9 und 10), der von einer Momentanerwärmung des vom Elektronenstrahl berührten Leuchtschirmelements während der Bildpunktdauer herrührt („Momentanüberhitzung“). Es ist möglich, Oszillogramme der entsprechenden Helligkeitsimpulse aufzunehmen; sie zeigen typische, von den An- und Nachleuchtkurven völlig verschiedene Formen (Fig. 11 und 12). Bei gleicher Elektronenenergie pro  $\text{cm}^2$  ist ihre Kurvenform in weiten Grenzen von Elektronenstrom und -geschwindigkeit unabhängig (Fig. 13). Der Helligkeitsabfall durch Momentanüberhitzung ist beim Glasleuchtschirm größer als beim Metalleuchtschirm (Fig. 14).

*Aufladungsvorgänge.* Die bei Elektronenbestrahlung einer Leuchtstoffschicht auf metallischem Schirmträger mit dem Elektrometer meßbare Aufladung gegen die Sekundäremissionsanode ist eine Funktion des von Elektronengeschwindigkeit und Art des Leuchtstoffs abhängigen Sekundär-

emissionsfaktors. Sie beginnt für ZnO ähnlich wie für Metalle von 2 kV, für ZnS CdS und andere Leuchtstoffe von 5 bis 10 kV Anodenspannung ab (Fig. 15). Bei Leuchtstoffen, die unter Elektronenbeschuß zu Metallauscheidungen neigen, hängt die Aufladespannung außerdem noch von der Bestrahlungsdauer ab. Bewegt sich der Elektronenstrahl rasch über die Leuchtschirmfläche (Oszillographen, Fernsehröhren), so treten periodische Aufladungen und Entladungen auf, da die vorübergehend vom Strahl berührte Fläche bis zur nächsten Berührung durch Ableitung Ladung verlieren oder durch herumirrende Elektronen neue Ladung aufnehmen kann. Von solchen periodischen Aufladungen rühren insbesondere zwei Störeffekte bei Bildschreibröhren her: Deckung zweier Zeilensprungraster bei großer Strahlstromstärke (Fig. 16); „Flattern“ des Bildes bei Fokussierung bzw. Defokussierung des Elektronenflecks (Fig. 17, 18), das durch verschiedene Gleichgewichtspotentiale des konzentrierten bzw. des dekonzentrierten Elektronenflecks erklärt werden kann (Fig. 19 bis 22). Durch kapazitive Abnahme und Verstärkung der durch den Strahl aufgebauten bzw. abgeführten Ladungen (Fig. 20) gelingt es (bei niedrigeren Strahlgeschwindigkeiten), auf Vorzeichen und Höhe der periodischen Ladungen zu schließen (Fig. 21, 22, 23) und (bei höheren Strahlgeschwindigkeiten) die auf dem Leuchtschirm stehenden Potentialgebirge direkt sichtbar zu machen (Fig. 22 bis 25).

*Sekundäremissionsvorgänge.* Die direkte Messung der Sekundäremission von Leuchtstoffen macht (besonders bei den elektrisch schlechtleitenden) Schwierigkeiten wegen des hohen Schichtwiderstandes und der Neigung zu Metallausscheidungen bei längerer Elektronenbestrahlung. Möglich ist aber die Aufnahme der Sekundäremissionskurve einer dünnen Leuchtstoffschicht oder deren wesentlichster Punkte durch Vergleich mit der bekannten Kurve eines Metalls im Elektronenabtaster. Die mit der kapazitiven Sonde nach Fig. 20 gewonnenen Sekundäremissionsbilder (Fig. 26) erlauben Schlüsse auf Gleichmäßigkeit und Struktur des in einer Kathodenstrahlröhre befindlichen Leuchtschirms, auch wenn diese abgeschmolzen ist. Sekundäremissionsbild, Ladungsbild und das vom Licht des Leuchtschirms herrührende Strukturbild ergänzen sich gegenseitig.

Die Arbeit wurde im Laboratorium für Elektronenforschung Telefunken durchgeführt. Für zahlreiche Messungen und verständnisvolle Mitarbeit danke ich insbesondere den Herren cand. ing. F. Bauer, Dr. Walter und cand. ing. A. Popodi sowie Herrn E. Köwing.

---

(Aus dem Laboratorium der AEG-Röhrenfabrik.)

## Beiträge zur Elektronik an natürlichen Spaltflächen von Metalleinkristallen.

### I. Bildung von Zinkeinkristallspaltflächen im Hochvakuum und einführende lichtelektrische Messungen.

Von W. Kluge und H. Steyskal.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 20. Juli 1940.)

Die Spaltung von Metalleinkristallen im Hochvakuum ist ein Weg, um auf einwandfreie Weise den Einfluß der Kristallorientierung auf das elektronische Verhalten verschiedener Grenzflächen zu beobachten. Es wird gezeigt, daß die Spaltflächen eine Oberflächenreinheit aufweisen, die jener von hochvakuumdestillierten Schichten mindestens gleichwertig ist. Die lichtelektrische Beobachtung der „Ermüdungsgeschwindigkeit“ einer im optimalen Vakuum frisch erzeugten (0001)-Bruchfläche eines Zinkeinkristalls zeigt, daß bei einem Vakuum von etwa  $10^{-7}$  mm Hg Messungen möglich sind, die — unter der Voraussetzung eines monotonen Kurvenverlaufes — auf den Zustand größter Oberflächenreinheit extrapolieren lassen. Die Grenzwellenlänge der (0001)-Ebene des Zinkkristalls beim Druck von  $10^{-5}$  mm Hg betrug  $290 \pm 0,7$  m $\mu$ , die zugeordnete Austrittsarbeit 4,26 e-Volt.

*Einführung.* Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, die praktische Durchführbarkeit einer Untersuchungsmethode zu belegen, die in einer vorausgegangenen Veröffentlichung<sup>1)</sup> in ihren Grundzügen und Aussichten skizziert worden ist. Mit diesem Verfahren erscheint es uns möglich, eine grundsätzliche Klärung ungelöster Fragen bzw. Probleme auf verschiedenen Gebieten der Elektronik der Metalle herbeizuführen. Zu diesem Zwecke wollen wir näher auf die Überlegungen eingehen, die uns zur Ausbildung des unten geschilderten Verfahrens veranlaßten und einige kritische Bemerkungen damit verbinden.

Es erscheint uns aus folgenden Gründen sinnvoll, Untersuchungen an im Hochvakuum erzeugten Bruchflächen von Einkristallen anzustellen:

1. Der Einkristall bietet eine Bruchfläche, die in *atomgeometrischer* Hinsicht in ihrer gesamten zur Untersuchung gelangenden Ausdehnung genau definiert ist. Eine bessere Ordnung vermag die Natur nicht zu bieten. Die Anordnung des Raumgitters ist bekannt, so daß das Studium von Erscheinungen, wie z. B. Photoeffekt, Adsorption usw., an *verschiedenen* durch

<sup>1)</sup> W. Kluge, Phys. ZS. **39**, 582, 1938.

Bruch freigelegten Netzebenen Rückschlüsse auf den Einfluß der Atom-anordnung ermöglicht.

2. Es lassen sich Bruchflächen erzielen, deren Oberflächenreinheit jener von hochvakuumdestillierten Schichten mindestens gleichwertig sein muß.

Diese Behauptungen sollen nun eingehender diskutiert werden: Vorerst wollen wir die Tatsache berücksichtigen, daß wirkliche Einkristalle, sogenannte Realkristalle, eine Sekundärstruktur besitzen. Die heute übliche Vorstellung vom Aufbau der Realkristalle lehrt das Vorhandensein einer „Mosaikstruktur“, d. h. eines Konglomerates kleinster „Elementar-Einkriställchen“, die durch Bindeschichten in regelmäßiger Anordnung zusammengehalten werden. Außerdem kann manchmal eine überlagerte „Schichtstruktur“, d. h. Auszeichnung gewisser Wachstumsebenen fest-

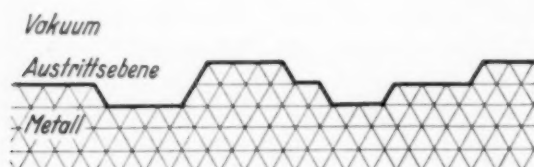


Fig. 1. Schematische Darstellung der Spaltfläche eines hexagonalen Metalleinkristalles.

gestellt werden<sup>1)</sup>. Die Entstehungsbedingungen für die Sekundärstrukturen sind noch nicht eindeutig festgestellt, doch scheinen sie bei extremster Reinheit der Kristalle auszubleiben. Es wird daher angenommen, daß die Bindeschichten aus Fremdatomen bestehen. Die „Gitterkonstante“ dieser Sekundärstruktur ist von der Größenordnung 1  $\mu$ .

Spaltet man einen solchen Realkristall, so teilt er sich wahrscheinlich nach einer Fremdschicht. Man erhält also eine Fläche, in der die Gitterbausteine regelmäßig angeordnet sind, wenn auch nicht in einer idealen Ebene, so doch zumindest wahrscheinlich in einer Art „Tafelgebirge“ paralleler Netzebenen (siehe Fig. 1). Man gelangt nun in den Besitz aller Vorteile, die die Einkristallfläche bieten kann, sobald es gelingt, die Fremdatomschicht, die über den Spaltflächen lagert, auszuschalten. Experimentelle Ergebnisse von Straumanis weisen darauf hin, daß bei höchster Reinheit des Metalls und äußerster Sauberkeit bei der Herstellung der Kristalle das Auftreten der Schichtstruktur vermieden werden kann<sup>1) 2)</sup>.

Eine Überslagsrechnung von Blanck<sup>3)</sup> zeigt außerdem, daß bei dem heute erzielbaren Reinheitsgrad in der Herstellung chemisch reiner Metalle eine vollständige Ausbildung der Mosaikstruktur zufolge *metallischer Verun-*

<sup>1)</sup> A. Smekal, Handbuch d. Physik Geiger-Scheel, XXIV/2, S. 859.

— <sup>2)</sup> M. Straumanis, ZS. f. phys. Chem. (B) **13**, 318, 1931. — <sup>3)</sup> F. Blanck, Phys. ZS. **34**, 353, 1933.



reinigungen nicht zu fürchten ist. Um eine einatomare Schicht rund um den „Elementarkristall“ zu legen, ist nämlich eine Verunreinigung in der Konzentration von  $10^{-3}$ , d. h. bei gleichem Atomgewicht 0,1 Gewichtsprozent, erforderlich.

Unterschreitet man diese Grenze — und d. h. in bezug auf metallische Beimengungen bei chemisch reinsten Metallen bei weitem der Fall —, so kann von einer zusammenhängenden Bedeckung der Gitterblöcke nicht mehr die Rede sein. Das bei unseren Untersuchungen verwendete Zink von Schering und Kahlbaum wies z. B. folgende Analyse auf:

Pb + Cd . . . . .	0,005 %
Fe . . . . .	0,0005 %
As nach Marsh . . . . .	0 %

Es bleibt also bloß noch die Möglichkeit zu betrachten, daß Binde-schichten aus absorbierten Gasmolekeln infolge Einwirkung von Restgasen gebildet werden, sofern man nicht nach Zwicky<sup>1)</sup> überhaupt die Sekundärstruktur als eine Kristalleigenschaft ansehen will, die auch bei ideal reinen Kristallen aus energetischen Gründen auftreten muß.

Das Auftreten und den störenden Einfluß dieser möglichen Restgase kann man aber durch sorgfältige Versuchsbedingungen ausschalten. Hierzu gehören, wie wir zeigen wollen, Destillation, Kristallzüchtung und Bruch im Hochvakuum, so daß das Metall im Verlaufe seines ganzen Werdegangs zum Einkristall niemals mit Luft oder anderen Gasen in Berührung kommen kann.

Die nach dieser Behandlung dann möglicherweise noch vorhandenen restlichen, an inneren Flächen adsorbierten Gasmolekel sind, wie Versuche von Dillon lehren, durch intensive UV-Bestrahlung entfernbar<sup>2)</sup>. Es tritt im Verlaufe dieser Bestrahlung bei sehr gutem Vakuum ein instabiler Zustand auf — der Zustand größter Oberflächenreinheit. Nach Aussetzen der UV-Einstrahlung kommt es wieder zu einer Rückbildung des Ausgangszustandes, d. h. es findet eine fortschreitende Adsorption an der Oberfläche statt. Die Geschwindigkeit der Rückbildung ist von der Güte des Vakuums abhängig und kann unter heute erreichbaren Versuchsbedingungen so weit herabgesetzt werden, daß Messungen unserer Zielsetzung durchführbar und sinnvoll werden. Berücksichtigt man ferner, daß sich bei der Herstellung hochvakuumdestillierter Schichten eine vielkristalline Oberfläche ausbildet, deren Korngrenzflächen bevorzugte Adsorptionszonen darstellen, so ergibt sich, daß die Bruchfläche des im Hochvakuum gezüchteten und gespaltenen

<sup>1)</sup> F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Amer. **15**, 816, 1929. — <sup>2)</sup> J. Dillon, Phys. Rev. **38**, 408, 1931.

Einkristalls an Reinheit der hochvakuumdestillierten Schicht wenigstens gleichwertig ist.

In Ergänzung zu diesen Überlegungen geben wir noch einen kurzen Hinweis auf die Bedeutung der Elektronenoptik für dieses Wissensgebiet: Die von Dillon<sup>1)</sup> und Nitzsche<sup>2)</sup> festgestellten Unterschiede in der Austrittsarbeit bzw. Emissionsvermögen verschiedener Kristallflächen konnten mit Hilfe der Elektronenoptik<sup>3)</sup> anschaulich belegt werden. Die bis heute auf diese Weise erbrachten Ergebnisse über Emissions- und Adsorptionerscheinungen sowie deren zeitliche Veränderungen sind aber rein qualitativer Art. Eine absolute Bestimmung<sup>4)</sup> der Austrittsarbeit aus elektronenoptischen Messungen ist zwar möglich, würde aber für die von uns gesteckte Zielsetzung nur einen erschwerenden Umweg bedeuten.

*Zink-Einkristalle.* Bisher lagen drei Untersuchungen über die Photoemission der Spaltflächen von Zn-Einkristallen vor, und zwar von:

1. Linder<sup>5)</sup>: Der Kristall wurde in einem evakuierten Glasrohr gezüchtet, doch fehlen Angaben über die Güte des Vakuums, ferner wurde das Ausgangsmaterial keinem besonderen Entgasungsprozeß unterzogen und der Bruchprozeß in Luft durchgeführt.

2. Dillon<sup>6)</sup>: Er verwendete als erster im Hochvakuum entgastetes Zink. Doch der hierdurch erzielte Vorteil ging verloren, da der Kristall an der Luft gebrochen und außerdem gefettete Schliffe am Versuchsgefäß verwendet wurden.

3. Nitzsche<sup>7)</sup>: Das Zink wurde aus einer unter atm. Druck stehenden Schmelze in einem Glasrohr hochgesaugt und sodann die Kristallzüchtung vorgenommen. Die Schmelze war also sicher nicht gasfrei, außerdem wurde der Kristall auch an der Luft gebrochen.

Zieht man den bekannten großen Einfluß<sup>8)</sup> von adsorbierten und okkludierten Gasen auf die Photoemission in Betracht und ferner die Tatsache, daß selbst die edelsten Metalle Oberflächenoxydschichten bei Berührung<sup>9)</sup> mit Luft ausbilden, so tritt klar zutage, daß eine vorherige Berührung der zu untersuchenden Oberfläche mit atmosphärischer Luft vermieden werden muß. Der Versuch, eine nachträgliche Reinigung durch

<sup>1)</sup> J. Dillon, Phys. Rev. **38**, 408, 1931. — <sup>2)</sup> A. Nitzsche, Ann. d. Phys. **14**, 463, 1932. — <sup>3)</sup> E. Brüche u. H. Johannsen, Phys. ZS. **33**, 898, 1932. — <sup>4)</sup> D. Schenk, Ann. d. Phys. **23**, 240, 1935. — <sup>5)</sup> E. Linder, Phys. Rev. **30**, 649, 1927. — <sup>6)</sup> J. Dillon, ebenda **38**, 408, 1931. — <sup>7)</sup> A. Nitzsche, Ann. d. Phys. **14**, 463, 1932. — <sup>8)</sup> M. Sende u. H. Simon, ebenda **65**, 697, 1920; R. Suhrmann, ebenda **67**, 43, 1922; R. Fleischer, ebenda **82**, 75, 1927; J. Kluge, ebenda **82**, 432, 1927. — <sup>9)</sup> H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionerscheinungen, S. 102 ff. Leipzig 1937.

Abdampfen im Vakuum herbeizuführen, kann zum Auftreten neuer unerwünschter Kristallflächen führen<sup>1)</sup>.

Bei unseren Versuchen kam es also darauf an, die oben geschilderten Bedingungen anderer Autoren noch weiter zu verbessern. Als Ausgangsmaterial mußte, wie eingangs ausführlich begründet, im Hochvakuum entgastes und kristallisiertes Metall verwendet werden. Da die Meßzelle erlaubte, den Bruch im Vakuum durchzuführen, konnte eine Beeinträchtigung der Reinheit des Metalls nur durch Gase erfolgen, die möglicherweise in den Kristall durch die zylindrische Wand des Einkristallstabes während des Einsetzens in das Versuchsgefäß diffundierten. Dieser Vorgang, das Fertigstellen und Ansetzen des Gefäßes an die Hochvakuumpumpe, dauerte etwa 3 bis 4 Stunden. Während dieser Zeitspanne könnte eine Diffusion von Gasen durch die zylindrische Außenwand des Einkristallstabes erfolgen<sup>2)</sup>. Leider sind uns Werte über die Gasabsorptionsfähigkeit des Zinks bzw. die Diffusionsgeschwindigkeit der Gase in demselben unbekannt, so

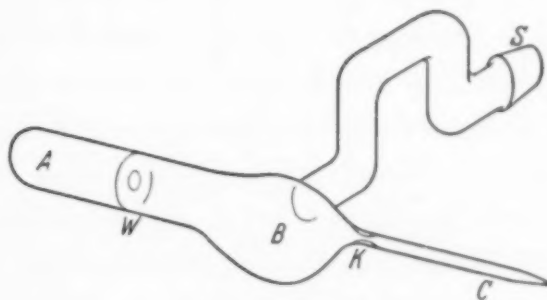


Fig. 2.  
Gefäß zur Vorbereitung  
des zu kristallisierenden Metalls.

daß eine Abschätzung der möglichen Verunreinigung durch die eindiffundierenden Gase nicht möglich ist. Sie ist beim Einkristall aber sicher kleiner als beim vielkristallinen Metall. Bei allen oben angeführten Untersuchungen anderer Autoren verweilte der Kristall etwa 20 bis 40 Minuten an der Luft.

Unsere Meßmethode hat somit zumindest den Vorteil der im Vakuum erzeugten Bruchfläche, d. h. der möglichst geringen *Adsorption* von Fremdgasen. Eine Absorption von Fremdgasen kann während der Zeitspanne des Einsetzens (s. oben) etwa im gleichen Maße wie bei anderen Autoren erfolgt sein.

Es wurde nach einer Reihe von Versuchen folgende Methode der Reinigung und Vorbereitung der Zinkstäbe als die zweckmäßigste befunden: Ein mit Chromschwefelsäure gereinigtes Gefäß aus Supremaxglas (s. Fig. 2) war mittels des Schliffes S um eine horizontale Achse drehbar an der Hochvakuumpumpe befestigt. Der Schliff wurde mit Apiezonfett gedichtet. In

<sup>1)</sup> N. Underwood, Phys. Rev. **47**, 502, 1935. — <sup>2)</sup> Der Bruch des Kristalls im Hochvakuum *mitsamt* seiner zur Züchtung erforderlichen, evakuierten Glas-hülle wäre die idealste Versuchsausführung. Von dieser Möglichkeit, deren Notwendigkeit aber nicht erwiesen ist, konnten wir noch nicht Gebrauch machen.



den Raum *A* wurde eine bestimmte Menge vorentgastes analytisch reines Zink von Schering und Kahlbaum (Analyse siehe oben) eingefüllt und sodann das Gefäß evakuiert. Das Rohr *C*, das eine lichte Weite von 5 mm besaß, wurde durch einen übergeschobenen elektrischen Ofen geheizt und entgast, die Erweiterung *B* und das zum Schliff *S* führende Rohr mittels Handgebläse erwärmt. Anschließend wurde über den Teil *A* ein weiterer elektrischer Ofen geschoben und das Zink in den inzwischen abgekühlten Teil *B* destilliert, während *C* im Ofen verblieb. Die Destillation dauerte einige Stunden, der Druck betrug  $4 \cdot 10^{-6}$  mm Hg. Sodann wurden die Öfen über *A* und *C* entfernt, das in *B* abgeschiedene Metall mit dem Handgebläse rasch geschmolzen, in der muldenförmigen Erweiterung gesammelt und durch eine Drehung des ganzen Gefäßes um  $90^\circ$  in die Lotrechte in das Rohr *C* gefüllt. In dieser Lage verhinderte die Glaswand *W*, die *A* und *B* trennte, das Herabfallen des Destillationsrückstandes. Aus Gründen erhöhter Reinheit des Metalls wurde nicht bis zu Ende destilliert. Nach dem Erstarren wurde das Rohr *C* bei *K* abgeschmolzen. Es kommt manchmal vor, daß an der Wand von *C* beim Einfüllen des geschmolzenen Zinks Gasblasen entstehen, doch ist es möglich, sie durch wiederholtes Beklopfen des Rohres in der Schmelze aufsteigen zu lassen.

Die Herstellung der Kristalle erfolgte durch langsames Senken der evakuierten und abgeschmolzenen Rohre durch einen elektrischen Ofen mittels Motor und Untersetzung. Zu diesem Zwecke wurden diese Rohre in eine eng umschließende Hülle, welche als Führungsrohr diente, gesteckt. Dieses Führungsrohr paßte genau in die Ofenöffnung und verbürgte dadurch ein Verbleiben des Zinkstabes in der Ofenachse. Durch diese Anordnung war die für das Kristallwachstum erforderliche gleichmäßige Temperaturverteilung gewährleistet.

Für den Bruch in dem Untersuchungsgefäß und die Messung des Photostromes war es erwünscht, eine möglichst senkrecht zur Stabachse orientierte Bruchfläche zu erzielen. Da Zink zwei Spaltflächen besitzt, die (0001)- und die (10 $\bar{1}$ 0)-Ebene (Basis- und Prismenfläche), wurden Versuche angestellt, um die optimalen Bedingungen zu ermitteln, unter denen mit größter Wahrscheinlichkeit die (0001)- bzw. (10 $\bar{1}$ 0)-Ebene als Bruchfläche erhalten werden können. — Solange man nämlich keine Impfkristalle verwendet, kann eine bestimmte Orientierung des Einkristalls nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit erwartet werden. — Die Versuche wurden mit konstanter Ofentemperatur (540° C in Ofenmitte) und veränderlicher Ziehgeschwindigkeit durchgeführt. Es ergab sich, wenn bei Biegebeanspruchung der Bruch nach (0001)-Ebenen erfolgen soll, daß die optimale Ziehgeschwin-



digkeit zur Erzielung von Kristallstäben mit 5 mm Durchmesser bei 1,6 mm/min lag. Geschwindigkeiten über und unter diesem Wert lieferten hingegen Kristalle, die nach  $(10\bar{1}0)$ -Ebenen brachen. Diese Erkenntnis wurde aus 57 Einzelversuchen gewonnen.

Kristalle, deren hexagonale Achse nahezu parallel (Winkel etwa 5 bis  $20^\circ$ ) zur Stabachse lag, spalteten unter Biegebeanspruchung bei Zimmertemperatur immer nach  $(0001)$ -Ebenen. Kristalle mit anderer Orientierung der  $C$ -Achse konnten unter den gleichen Bedingungen nicht gespalten werden. Hier erlaubte die große Reinheit der Kristalle eine außerordentliche starke Gleitung längs der  $(0001)$ -Ebene, so daß statt des Bruches eine plastische Verformung eintrat. Diese Erscheinung liefert außer der chemischen Analyse einen Beweis für die Reinheit des Metalls, da nach Mark, Polanyi und Schmid<sup>1)</sup> Verunreinigungen von mehr als 0,03 % eine Gleitung verhindern.

*Das Versuchsgefäß.* Nach mehreren Versuchen mit Apparaturen, denen das in der ersten Veröffentlichung<sup>2)</sup> dargestellte Prinzip der Spaltflächenherstellung zugrunde lag, wurde eine andere Methode entwickelt, bei der zum Unterschied von jener die Bruchflächen nicht durch Zug-, sondern durch Biegebeanspruchung erzeugt wurden. Sie wies folgende Vorteile auf:

1. Einfacher Aufbau und geringere Abmessungen des Versuchsgefäßes.
2. Bessere Entgasbarkeit des gesamten Gefäßes, was in Anbetracht der extremen Vakuumbedingungen von besonderer Bedeutung ist.
3. Die Möglichkeit, die Kathode bei verschiedenen Temperaturen zu untersuchen.

In Fig. 3 ist schematisch der Aufbau des Versuchsgefäßes dargestellt: Der zylindrische Glaskörper  $G$  besitzt in seiner oberen Hälfte vier rohr-

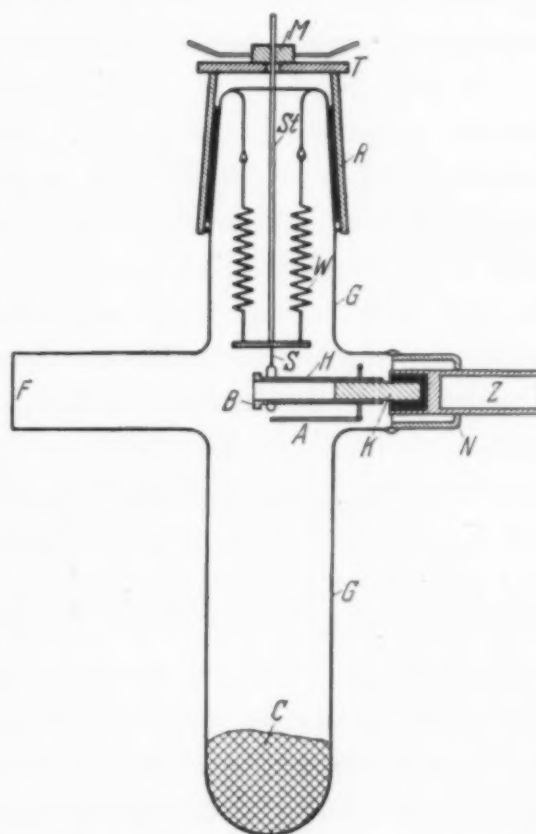


Fig. 3. Längsschnitt durch das Versuchsgefäß.

<sup>1)</sup> H. Mark, M. Polanyi u. E. Schmid, ZS. f. Phys. **12**, 58, 1922. —  
<sup>2)</sup> W. Kluge, Phys. ZS. **39**, 582, 1938.

förmige Ansätze. Der eine trägt mit Hilfe mehrerer Übergangsgläser das Quarzglasfenster *F*, während an dem gegenüberliegenden Ansatz ein Nickel-Eisennapf *N* angeschmolzen wurde. Die beiden restlichen Ansätze sind senkrecht zur Zeichenebene in derselben Höhe zu denken. Einer bildet in Form eines Glaswellrohres eine hochisolierende Durchführung der ringförmigen Anode *A* und der gegenüberliegende stellt über eine Abziehkapillare die Verbindung mit der Hochvakuumpumpe her. An einer Abzweigung ist das Ionisationsmanometer angeschmolzen.

In dem Napf *N* ist ein Kupferzylinder *Z*, der zwei Längsbohrungen besitzt, vakuumdicht eingelötet. In die dem Zelleninnern zugewandte Bohrung wird der Kristallstab *K* eingesetzt und durch eingegossenes Weichlot festgehalten. Die nach außen weisende Bohrung dient zur Einführung einer Düse, durch die Kühlwasser in die Bohrung eingespritzt werden kann. Zu- und Abfluß erfolgt über konzentrische Schlauchleitungen, von denen die innere aus Gummi, die äußere aus Metall ist. Auf diese Weise ist es möglich, eine unzulässige Erwärmung des Kristalls und des Weichlotes zu verhindern, solange die gesamte Anordnung in einem elektrischen Ofen entgast wird. Über das freie Ende des Kristalls *K* wird eine genau passende Metallhülse *H* aus Kupfer geschoben, an deren Ende die starke Drahtschlinge *S* angreift und mittels der Zugstange *St* und des Tombakwellrohres *W* bewegt werden kann. Der Bund *B* verhindert das Abgleiten der Schlinge beim Zug. Auf die Zugstange *St* ist ein Gewinde aufgeschnitten. Durch Drehen der zugehörigen Mutter *M*, die sich gegen den Teller *T* abstützt, kann die Schlinge *S* aufwärts oder abwärts bewegt werden. Dabei wirkt die Hülse *H* als Hebelarm und führt den Bruch des Kristalls knapp oberhalb der Vergußmasse herbei. Danach fällt die Hülse auf den Boden des Gefäßes *G* herab und gibt den Strahlengang zur Bruchfläche frei. Die bei der Evakuierung und bei der Biegebeanspruchung auftretenden Kräfte werden durch den Teller *T* und das konische Rohr *R* gleichmäßig auf den gesamten Umfang des Glasgefäßes *G* verteilt. Zu diesem Zwecke ist *G* nach oben hin ebenfalls konisch ausgeführt. Eine unzulässige Beanspruchung des Glases wird dadurch vermieden. Die Adsorptionskohle *C* sorgt auch nach dem Abschmelzen der Zelle von der Pumpe für die Aufrechterhaltung eines optimalen Vakuums.

*Versuchsanordnung.* Als UV-Strahlungsquelle diente eine Quarz-quecksilberdampfampe von der Quarzlampengesellschaft Hanau, Type S 500, die in Serie mit einem Eisenwasserstoffwiderstand an Gleichspannung lag. Der Lampenstrom betrug 2,9 Amp., der Spannungsabfall an der Lampe 136 Volt. Die spektrale Zerlegung des Lichtes erfolgte durch einen Leißchen Quarz-Doppelmonochromator. Eintritts- und Mittel-

spalt waren 0,4 mm, der Austrittsspalt 0,6 mm breit. Die Abbildung des Austrittsspalt, dessen Höhe 4 mm betrug, erfolgte im Verhältnis 1:1 durch 2 Plan- und 1 Hohlspiegel mit Hochheimscher Oberflächenverspiegelung. Es konnte die volle Spalthöhe des Monochromators nicht ausgenutzt werden, da der Durchmesser der Kathodenfläche (d. h. des Einkristallstabes) nur etwa 5 mm betrug.

Zur Messung der Intensität des Hg-Spektrums wurde im UV das Verfahren von Dubouloz<sup>1)</sup> angewandt, das sich als geeignet zur Bestimmung geringer Lichtenergien im

Gebiet zwischen 220 und 340 m $\mu$  erwies. Es besteht darin, daß die UV-Strahlung in die sichtbare Strahlung einer Fluoreszenzschicht (Na-Salicylat) umgewandelt und mittels Photozelle und Gleichstromverstärker gemessen wird. Die Empfindlichkeit

(das ist  $\frac{\text{Fluoreszenzenergie}}{\text{UV-Energie}}$ ) ist in dem betrachteten Gebiet der Wellenlänge

direkt proportional, d. h. die Quantenausbeute ist konstant. Diese Beziehung, von deren Richtigkeit die Durchführbarkeit der Meßmethode abhängt, wurde von uns nochmals geprüft und für zutreffend befunden. Zur Messung verwendeten wir eine Vakuumphotozelle (Kathode Ag-K<sub>2</sub>O-K) und als Verstärkerrohr eine Elektrometeröhre (Osram T 114) in der Schaltung nach Fig. 4. Es verdient hervorgehoben zu werden, daß die Fluoreszenzlichtausbeute der Na-Salicylatschicht Sättigungserscheinungen zeigt, die leicht zu Verfälschungen der Meßergebnisse führen können. Bei Abbildung des Austrittsspalt im Maßstab 1:1 auf die Fluoreszenzschicht war die Beleuchtungsstärke der intensiven Linie 265 m $\mu$  schon zu groß und die Fluoreszenzhelligkeit nicht mehr proportional der auffallenden Lichtenergie. Es wurde daher Sorge getragen, daß ein möglichst großflächiges Spaltbild auf der Fluoreszenzschicht entstand. Die Berechnung der relativen Linienintensitäten  $E_\lambda$  aus den gemessenen Photoströmen  $J_\lambda$  ist einfach vorzunehmen:

$$\frac{J_\lambda}{E_\lambda} = c \cdot \lambda; \quad \frac{E_{\lambda_1}}{E_{\lambda_2}} = \frac{J_{\lambda_1} \cdot \lambda_2}{J_{\lambda_2} \cdot \lambda_1}.$$

<sup>1)</sup> P. Dubouloz, Rev. d'optique **12**, 114, 1933; G. Dejardin, ebenda **13**, 313, 1934.

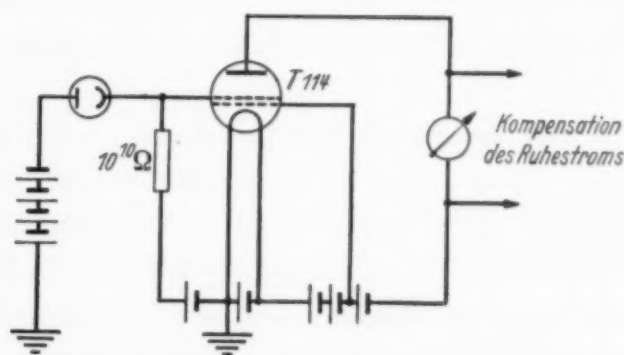


Fig. 4. Schaltschema des Verstärkers zur Messung der UV-Strahlungsintensität.



Ordnete man der Intensität der Linie 254 m $\mu$  den Wert 100 zu, so ergaben sich folgende relative Intensitäten:

$\lambda$ in m $\mu$ :	280,3	275,2	270,0	265,5	254,0	248,2	240,0	237,8	235,0	234,0
$E_\lambda$ in %:	137,0	34,2	36,8	144,0	100,0	24,0	8,6	7,9	5,0	2,9

Zur Strommessung bedienten wir uns zuerst eines Quadrantenelektrometers nach Dolezalek in Aufladeschaltung; wir trachteten bald danach, das Elektrometer durch eine Röhrenverstärkeranordnung zu ersetzen. Zwei Gründe hierfür waren maßgebend: Starke und andauernde Erschütterungen des Meßraumes und die Möglichkeit einer Beobachtung in kürzeren Zeitintervallen verbunden mit der Verwendung eines registrierenden Galvanometers.

Der Verstärker war prinzipiell ebenso aufgebaut, wie jener zur Strahlungsmessung. An Stelle des Widerstandes von  $10^{10}$  Ohm wurden  $8,7 \cdot 10^{10}$  bzw.  $4,1 \cdot 10^{11}$  Ohm verwendet. Widerstand und Elektrometerrohr befanden sich gemeinsam in einem starkwandigen Eisenzylinder mit eingekitteten Quarzdurchführungen, der als Trockenmittel  $P_2O_5$  enthielt. Der Eisenzylinder wurde zusammen mit dem Versuchsgefäß in einem geerdeten Blechgehäuse aufgestellt. Zur Anzeige der Anodenstromänderungen fand ein Multiflex-Galvanometer von B. Lange mit einer Stromempfindlichkeit von  $5 \cdot 10^{-9}$  Amp./Skt. Verwendung.

Der Verstärker an sich zeigte keine Schwankungserscheinungen, doch in Verbindung mit dem Versuchsgefäß ergaben sich trotz der Abschirmung durch den Blechkasten Störungen, die im Galvanometer Amplituden von  $\pm 2$  mm erzeugten (Widerstand  $8,7 \cdot 10^{10}$  Ohm). Außerdem trat infolge der stetigen Änderungen der Heizspannungen eine langsame Wanderung des Galvanometerzeigers auf, die aber nicht störte.

*Meßergebnisse.* Es wurden bisher zwei Versuchsgefäße hergestellt und zu Messungen verwendet. Das erste besaß kein Ionisationsmanometer und sollte nur die Technik des Kristallbruches und des Messens lehren. Auf Grund der bei dem ersten Gefäß gesammelten Erfahrungen wurde ein zweites gebaut, das quantitative Messungen auszuführen erlaubte.

Der Pump- und Ausheizprozeß wurde sorgfältigst durchgeführt. Die Verdampfung des Zinks wurde durch die oben geschilderte Kühlvorrichtung verhindert. Auf diese Weise wurde das Gefäß mehrere Tage lang bei etwa  $350^\circ\text{C}$  ausgeheizt, bis das Vakuum bei dieser Temperatur besser als  $2 \cdot 10^{-6}$  mm Hg war. Anschließend wurde das gesamte Gefäß, ohne die Kathode zu kühlen, einige Tage lang bei  $150^\circ\text{C}$  ausgeheizt, bis das Vakuum wieder besser als  $2 \cdot 10^{-6}$  mm Hg war. Die Elektroden des Ionisationsmanometers wurden gesondert entgast. Vor und nach dem geschilderten



Prozeß wurde je einmal die Adsorptionskohle bei  $410^{\circ}$  mehrere Stunden ausgeheizt. Nach dem Abziehen von der Pumpe stand das Gefäß bis zur Messung immer unter der Einwirkung der Adsorptionskohle, die mit flüssiger Luft gekühlt war.

Der als Kathode eingebaute Kristall war dem schon oben beschriebenen Destillations- und Züchtungsprozeß unterworfen worden und brach bei der Beanspruchung in dem Gefäß nach einer (0001)-Ebene, die nahezu senkrecht zur Stabachse stand. Das Vakuum während und unmittelbar nach dem Bruch war  $2,2 \cdot 10^{-7}$  mm Hg. Infolge einer Störung beim Justieren des Gefäßes im Strahlengang gelang es erst 33 Minuten nach dem Bruch, die erste Messung vorzunehmen. Wir beobachteten zuerst die Änderung des Photostromes in Abhängigkeit von der Einwirkungs-dauer der Restgase.

Es wurde mono-chromatisch belichtet mit der Wellenlänge  $254\text{m}\mu$ .

Die Strommessung erfolgte mit dem Dolezalekschen Quadrantenelektrometer (Empfindlichkeit: 2500 Skt./Volt). Die Kapazität der gesamten Anordnung betrug  $94 \cdot 10^{-12}$  F. Den zeitlichen Verlauf der Stromänderung zeigt Fig. 5. Die Meßwerte, die nach Ablauf etwa einer Stunde aufgenommen wurden, zeigen starke Schwankungen. Diese Schwankungen sind Nebenschlußströme, die durch Kondensation von Wasserdampf (in unsichtbarer Menge) auf der Isolationsstrecke zwischen Anode und Kathode hervorgerufen werden. Die Kondensation war durch Abkühlung dieses Teiles bedingt, der sich in der Nähe des Gefäßes mit flüssiger Luft befand. Derselbe Effekt verhinderte zunächst weitere Messungen, so z. B. die Bestimmung der langwelligen Grenze usw.

Über die Schwierigkeiten der Strommessung orientiert die Tatsache, daß der maximale Photostrom nur  $6 \cdot 10^{-15}$  Amp. betrug. Es ist daraus ersichtlich, daß die Anforderungen an Güte der Isolation und Konstanz der Verhältnisse äußerst hoch sind. Wir geben diese Messung deshalb wieder, weil wir der Ansicht sind, durch sie folgendes beweisen zu können:

1. Die Konstruktion des Versuchsgefäßes erlaubt die Erreichung und Erhaltung höchster Vakua bei Spaltung des Einkristall *innerhalb* des Gefäßes.

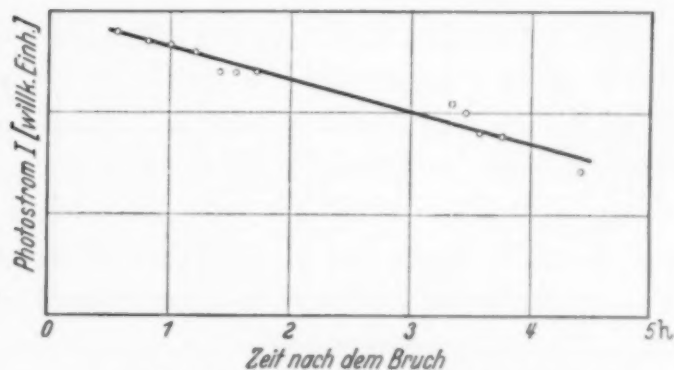


Fig. 5. Abnahme des Photostromes in Abhängigkeit von der Einwirkungs-dauer der Restgase beim Druck von  $2,2 \cdot 10^{-7}$  mm Hg und kurzzeitiger Belichtung mit  $\lambda = 254\text{m}\mu$  [Zinkeinkristall, (0001)-Ebene].

2. Die spontanen Veränderungen an der Oberfläche im optimalen Vakuum vollziehen sich so langsam, daß, wie eingangs behauptet, Messungen gemacht werden können, mit welchen man — unter der Voraussetzung eines monotonen Kurvenverlaufes — auf die gesuchten physikalischen Eigenschaften an reinsten, adsorptionsfreien Oberflächen extrapolieren kann.

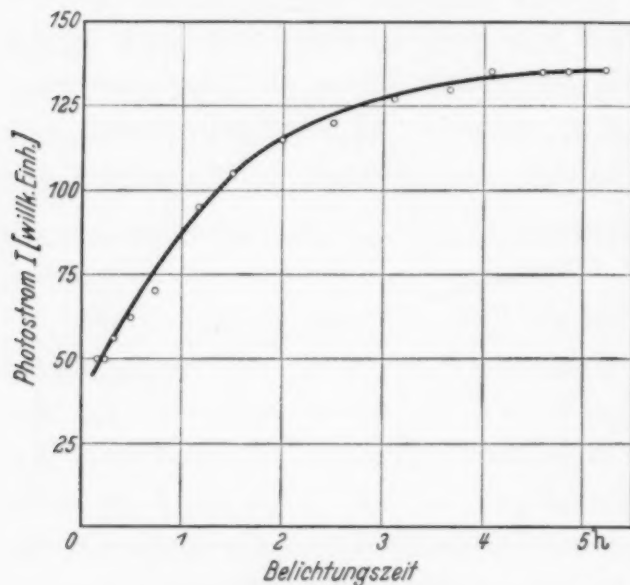


Fig. 6. „Ultraviolettentgasung“: Anstieg des Photostromes bei Dauerbelichtung mit Ultraviolettstrahlung ( $\lambda = 254 \text{ m}\mu$  Zinkeinkristall, (0001)-Ebene).

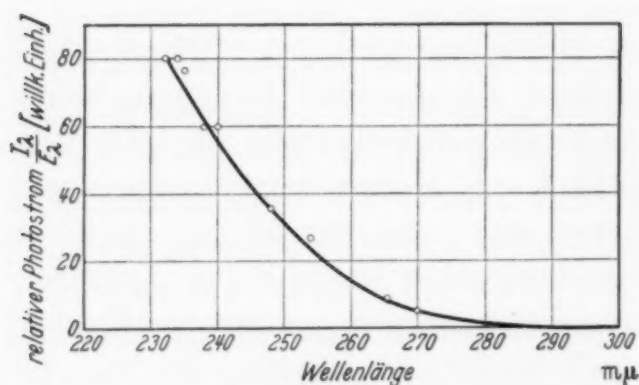


Fig. 7. Spektrale Abhängigkeit des relativen Photostromes aus der (0001)-Ebene des Zinkeinkristalls.

Kathode mit der Wellenlänge  $254 \text{ m}\mu$  erfolgte, zeigte sich, daß der Photostrom nicht konstant war. Bei Fortdauer der Belichtung stieg er anfangs schnell, zum Schluß nur mehr langsam an, bis er nach mehreren Stunden endlich einen konstanten Wert erreichte (siehe Fig. 6). Es handelte

um die gesuchten physikalischen Eigenschaften an reinsten, adsorptionsfreien Oberflächen extrapolieren kann.

Wir erwähnen in diesem Zusammenhang Versuche von Parmley<sup>1)</sup>, der an Bruchflächen von Wismut ähnliche Beobachtungen machen konnte.

*Anhang.* Es trat eine durch äußere Umstände bedingte mehrmonatliche Unterbrechung der Arbeiten ein, die ein Aussetzen der Kühlung der Adsorptionskohle mit sich brachte. Da die Kristalloberfläche in dieser Zeit sich sicherlich mit Fremdgasen bedeckt hatte, wurde bei den weiteren Messungen auf die Wirkung der gekühlten Kohle verzichtet. Der Druck im Gefäß betrug daher dauernd etwa  $1 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$ .

Messungen beim Druck von  $1 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$ : Als die erste Belichtung der

<sup>1)</sup> T. Parmley, Phys. Rev. **30**, 655, 1927.

sich hier um eine Beobachtung, die schon Dillon<sup>1)</sup> machte und die als „Ultraviolettentgasung“ bezeichnet wird. Der Mechanismus dieses Effektes ist allerdings noch nicht geklärt. Beim konstanten Endwert wurde die spektrale Verteilung der photoelektrischen Empfindlichkeit mit dem oben beschriebenen Verstärker aufgenommen (siehe Fig. 7). Die Auswertung nach der Fowlerschen Methode ergab eine Grenzwellenlänge  $\lambda_0 = 290 \pm 0,7 \text{ m}\mu$  und eine Austrittsarbeit  $\varphi = 4,26 \text{ e-Volt}$ .

*Zusammenfassung.* Es wird die grundsätzliche Bedeutung von elektronischen Messungen an metallischen Einkristallbruchflächen beleuchtet und der Einfluß der Sekundärstruktur sowie von verunreinigenden Beimengungen im Metallkristall diskutiert. Ein Weg wird aufgezeigt, auf dem die experimentellen Ergebnisse von Dillon und Nitzsche über die Photoemission von Zinkeinkristallflächen verbessert werden können. Unter bestimmten Versuchsbedingungen lassen sich Oberflächen erzielen, deren Reinheit jenen von hochvakuumdestillierten Schichten mindestens gleichwertig ist. Die Adsorptionsgeschwindigkeit ist bei einem Vakuum von  $10^{-7} \text{ mm Hg}$  so gering, daß durch Messungen während eines solchen Adsorptionsvorganges — unter der Voraussetzung eines monotonen Kurvenverlaufes — auf den labilen Zustand der höchsten Oberflächenreinheit extrapoliert werden kann. Die praktische Durchführbarkeit der geschilderten Gedanken wird an Hand der Konstruktion eines Versuchsgefäßes für lichtelektrische Untersuchungen und durch Messungen an der (0001)-Fläche eines Zinkeinkristalls belegt. Das Vakuum in dem von der Pumpe abgeschmolzenen Gefäß betrug  $2,2 \cdot 10^{-7} \text{ mm Hg}$ . Die Messung der spektralen Abhängigkeit des Photoeffektes beim Druck von  $1 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$  führte bei Auswertung nach der Fowlerschen Methode auf eine Grenzwellenlänge  $\lambda_0 = 290 \pm 0,7 \text{ m}\mu$  und eine Austrittsarbeit  $\varphi = 4,26 \text{ e-Volt}$ .

---

<sup>1)</sup> J. Dillon, ebenda **38**, 408, 1931.

## Über den vom Elektronenspin herrührenden Paramagnetismus der Moleküle.

Von **Th. Neugebauer** in Budapest.

(Eingegangen am 22. Juli 1940.)

Die paramagnetische Suszeptibilität und die Cotton-Moutonsche Konstante werden für den Fall hergeleitet, in dem das allein vorhandene Spinnmoment als nicht vollständig frei betrachtet wird. Beim Sauerstoffmolekül folgt dann aus den experimentellen Werten der erwähnten Konstanten, daß das gemittelte Quadrat des magnetischen Momentes in der Richtung der Rotationsachse um 1,3 % größer ist als in der Richtung senkrecht dazu. Dies ist in Übereinstimmung mit dem aus der Bandenspektroskopie bekannten qualitativen Resultate. Am Schluß sind noch einige Bemerkungen über ungerade mehratomige Moleküle angefügt.

Besitzen Gasmoleküle ein konstantes magnetisches Moment, das wir mit  $M$  bezeichnen, so erhält man bekanntlich die paramagnetische Suszeptibilität der Volumeneinheit des Gases aus der Formel

$$\kappa = \frac{NM^2}{3kT}. \quad (1)$$

Rührt dieses magnetische Moment allein vom Spin her, so ist in (1) für  $M$ , da das Spinnmoment vom Kerngerüst vollständig losgekoppelt ist, einfach das ganze magnetische Moment des Elektronenspins einzusetzen. Es ist also nach der Quantenmechanik

$$M^2 = 4\mu_B^2 S(S+1), \quad (2)$$

wo  $\mu_B$  ein Bohrsches Magneton bedeutet. Das bekannteste hierher gehörende Beispiel ist das Sauerstoffmolekül, dessen Grundzustand ein  $^3\Sigma$ -Zustand ist. Tatsächlich stimmen die Messungen an diesem Gas mit (1) und (2) innerhalb der Experimentalfehler überein<sup>1)</sup>, was darauf hindeutet, daß die Annahme des vom Molekül ganz losgekoppelten Spinnmomentes richtig ist. Andererseits folgt aber aus der Analyse des Bandenspektrums des Sauerstoffs, daß doch eine kleine Aufspaltung der Terme infolge der Einstellung des Spinnmomentes zur Rotationsachse eintritt, die jedoch kleiner als die Rotationsaufspaltung ist. Es stößt aber auf unüberwindliche Schwierigkeiten, aus dieser Multiplettaufspaltung der Rotationsterme die

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. E. C. Stoner, *Magnetism and Matter*, S. 342. London, Methuen & Co., 1934.



Mittelwerte der Quadrate der magnetischen Momente entlang und senkrecht zur Symmetrieachse des Moleküls zu berechnen. Neuerdings wurde aber die Cotton-Moutonsche Konstante des Sauerstoffs im Gaszustande von Cotton, Bizette und Belling<sup>1)</sup> gemessen. Mit Hilfe dieser Angaben und aus der bekannten Suszeptibilität kann man die genannten Mittelwerte berechnen, wie im folgenden gezeigt werden soll.

Bezeichnen wir die Energie eines Moleküls im magnetischen Felde  $H$  mit

$$W(njSm) = W_0(njSm) + W_1(njSm)H + W_2(njSm)H^2 + \dots, \quad (3)$$

so folgt bekannterweise für das magnetische Moment

$$M(njSm; njSm) = - \frac{\partial W}{\partial H} = - W_1(njSm) - 2HW_2(njSm) \quad (4)$$

und für das Moment der Volumeneinheit des Gases

$$M = \frac{N}{Z_0} \sum_{jSm} M(jSm; jSm) \cdot e^{-\frac{W(jSm)}{kT}}, \quad (5)$$

wo  $N$  die Avogadro'sche Zahl und

$$Z_0 = \sum_{jS} (2j+1) e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} \quad (6)$$

die Zustandssumme bedeutet.  $S$  bezeichnet die Spinquantenzahl,  $n$  die übrigen Elektronenquantenzahlen und die Oszillationsquantenzahl,  $j$  die Rotations- und  $m$  die magnetische Quantenzahl.

Setzen wir (4) in (5) ein, entwickeln den Boltzmann-Faktor in eine Reihe nach  $H$  und berücksichtigen gleichzeitig, daß

$$2W_2(njSm) = - \sum'_{n'j'S'm'} \frac{2|M_z(njSm; n'j'S'm')|^2}{h\nu(n'j'S'; njS)} + \frac{e^2}{4mc^2} \sum_i [x_i^2 + y_i^2](njm; njm) \quad (7)$$

ist, wo das erste Glied die paramagnetische Polarisierbarkeit und das zweite die diamagnetische Suszeptibilität eines Moleküls bedeutet (die  $z$ -Achse legen wir in die Feldrichtung); dann folgt, wenn wir nur die in  $H$  linearen Glieder behalten,

$$M = \frac{NH}{Z_0} \sum_{jSm} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} \left[ \frac{|M_z(jSm; jSm)|^2}{kT} + 2 \sum'_{n'j'S'm'} \frac{|M_z(njSm; n'j'S'm')|^2}{h\nu(n'j'S'; njS)} - \frac{e^2}{4mc^2} \sum_i [x_i^2 + y_i^2](njm; njm) \right], \quad (8)$$

<sup>1)</sup> Tsäi Belling, C. R. **197**, 1615, 1933; A. Cotton u. Tsäi Belling, ebenda **198**, 1889, 1934; H. Bizette u. Tsäi Belling, ebenda **202**, 2143, 1936.

wo wir

$$W_1(jSm) = M_z(jSm; jSm) \quad (9)$$

geschrieben haben. Das erste Glied in (7) zerlegen wir in einen niederfrequenten Teil, der nur von der Änderung der Rotations- und der Spinquantenzahl herrührt und in einen hochfrequenten, der von der Änderung der übrigen Quantenzahlen verursacht wird, also

$$\begin{aligned} & \sum_{n'j'S'm'}' \frac{2|M_z(njSm; n'j'S'm')|^2}{h\nu(n'j'S'; njS)} \\ &= \sum_{j'S'm'}' \frac{2|M_z(jSm; j'S'm')|^2}{h\nu(j'S'; jS)} + \sum_{\substack{n'j'S'm' \\ n' \neq n}}' \frac{2|M_z(njSm; n'j'S'm')|^2}{h\nu(n'j'S'; njS)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Berücksichtigen wir noch, daß  $M/H = \chi$  die Suszeptibilität ist, so folgt aus (8) und (10)

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{N}{Z_0} \sum_{jSm} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} \left[ \frac{|M_z(jSm; jSm)|^2}{kT} + \sum_{j'S'm'}' \frac{2|M_z(jSm; j'S'm')|^2}{h\nu(j'S'; jS)} + \right. \\ &+ \left. \sum_{\substack{n'j'S'm' \\ n' \neq n}}' \frac{2|M_z(njSm; n'j'S'm')|^2}{h\nu(n'j'S'; njS)} - \frac{e^2}{4mc^2} \sum_i [x_i^2 + y_i^2] (njm; njm) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Nach einer bekannten Methode formen wir jetzt die niederfrequenten Glieder auf der rechten Seite von (11) um, indem wir immer zwei entsprechende Glieder

$$e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} \frac{2|M_z(jSm; j'S'm')|^2}{h\nu(j'S'; jS)} \quad (12)$$

und

$$\begin{aligned} & e^{-\frac{W_0(j'S')}{kT}} \frac{2|M_z(j'S'm'; jSm)|^2}{h\nu(jS; j'S')} \\ &= e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} \frac{2|M_z(j'S'm'; jSm)|^2}{h\nu(jS; j'S')} \left[ 1 - \frac{h\nu(j'S'; jS)}{kT} + \frac{1}{2} \left( \frac{h\nu(j'S'; jS)}{kT} \right)^2 \dots \right] \end{aligned} \quad (13)$$

zusammenfassen. Die Reihenentwicklung in (13) ist nur dann möglich, wenn  $h\nu(j'S'; jS) \ll kT$  ist; das ist aber bei Sauerstoff immer der Fall, weil bei dem die Multiplettaufspaltung noch kleiner als die Rotationsaufspaltung ist. (12) und (13) kann man mit großer Annäherung folgendermaßen schreiben:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{kT} \left\{ e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} |M_z(jSm; j'S'm')|^2 + \right. \\ & \left. + e^{-\frac{W_0(j'S')}{kT}} |M_z(j'S'm'; jSm)|^2 \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Unter Benutzung dieses Resultats können die ersten zwei Glieder in (11) in eines zusammengezogen werden:

$$\begin{aligned} \alpha = & \frac{N}{Z_0} \sum_{jSm} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} \left[ \frac{\sum_{j'S'm'} |M_z(jSm; j'S'm')|^2}{kT} + \right. \\ & \left. + \sum_{\substack{n'j'S'm' \\ n' \neq n}} \frac{2|M_z(njSm; n'j'S'm')|^2}{h\nu(n'j'S'; njS)} - \frac{e^2}{4mc^2} \sum_i [x_i^2 + y_i^2] (njm; njm) \right]. \quad (15) \end{aligned}$$

Es sei noch bemerkt, daß die ersten zwei Glieder in (11) folgendermaßen entstehen: Wir bezeichnen die zur Rotation des Kerngerüsts gehörende Quantenzahl mit  $K$ . Die Vektoren der zu  $K$  und  $S$  gehörenden Impuls-momente präzessieren dann um ihre Resultante  $j$ . Das vom Spin her-rührende magnetische Moment hat also eine Komponente in der  $j$ -Richtung, die nicht herausgemittelt wird; diese Komponente wird dann noch ent-sprechend der magnetischen Quantenzahl auf die Feldrichtung projiziert und führt so zum ersten Glied in (11). Die auf die  $j$ -Richtung senkrechte Komponente des magnetischen Spinnmomentes verursacht auch ein mag-netisches Moment, weil infolge der Einwirkung des äußeren magnetischen Feldes auf die Präzessionsbewegung dieses Moment nicht ganz heraus-gemittelt wird und gibt so Anlaß zur Entstehung des zweiten Gliedes in (11).

Das erste Glied in (15), das wir mit Hilfe eines matrizentheoretischen Satzes auch folgendermaßen schreiben können,

$$\frac{N}{Z_0 k T} \sum_{jSm} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} |M_z^2(jSm; jSm)| \quad (16)$$

transformieren wir jetzt mit Hilfe der Formel

$$\mu_z = \mu_{\bar{x}} \varphi_{13} + \mu_{\bar{y}} \varphi_{23} + \mu_{\bar{z}} \varphi_{33} \quad (17)$$

auf ein molekülfestes Koordinatensystem.  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  und  $\bar{z}$  bedeuten die molekül-festen Koordinaten und die  $\varphi_{lk}$  die Richtungskosinus. Die  $\bar{z}$ -Achse legen wir in die Symmetrieachse des Moleküls. Bekannterweise ist aber

$$\sum_m \varphi_{lk}^2(jSm; jSm) = \text{Spur } \varphi_{lk}^2(jS; jS) = (2j+1) \overline{\varphi_{lk}^2} \quad (18a)$$

und

$$\sum_m \varphi_{jk} \varphi_{lk}(jSm; jSm) = \text{Spur } \varphi_{jk} \varphi_{lk}(jS; jS) = (2j+1) \overline{\varphi_{jk} \varphi_{lk}}, \quad (18b)$$

wo das zweimalige Überstreichen klassische Mittelwerte bedeutet; für die-selben folgt

$$\overline{\varphi_{lk}^2} = \frac{1}{3} \quad \text{und} \quad \overline{\varphi_{jk} \varphi_{lk}} = 0. \quad (19)$$

Mit Hilfe von (17), (18) und (19) können wir (16) folgendermaßen schreiben:

$$\frac{N}{3Z_0 k T} \left\{ \sum_{jS} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} (2j+1) M_x^2(jS; jS) + \sum_{jS} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} (2j+1) M_y^2(jS; jS) + \sum_{jS} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} (2j+1) M_z^2(jS; jS) \right\} = \frac{N}{3kT} (2A + B). \quad (20)$$

Wäre das Spinnmoment von der Rotationsachse ganz losgekoppelt, so müßten  $A$  und  $B$  einander gleich sein.

Das dritte Glied in (11) ist die hochfrequente paramagnetische Polarisierbarkeit und das vierte die diamagnetische Suszeptibilität. Diese sind in unserem Falle nur kleine Korrektionsglieder, die wir mit  $N\bar{\delta}$  und  $N\bar{\chi}$  bezeichnen. Also haben wir für (11)

$$\kappa = N \left\{ \frac{1}{3kT} (2A + B) + \bar{\delta} + \bar{\chi} \right\}. \quad (21)$$

Die Theorie des Cotton-Mouton-Effektes wurde vom Verfasser in zwei früheren Veröffentlichungen ausgearbeitet<sup>1)</sup>. Um jedoch die sich auf Sauerstoff beziehenden Resultate mit dem hier hergeleiteten in Zusammenhang bringen zu können, wollen wir die für dieses Molekül in l. c. II angegebenen Formeln etwas umformen. Für die Cotton-Moutonsche Konstante

$$C = \frac{n_z - n_x}{\lambda H^2} \quad (22)$$

haben wir nach l. c. I, Formel (10)

$$\begin{aligned} n_z - n_x = & \frac{\pi N H^2}{Z_0 n_0} \sum_{jSm} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} \left\{ \frac{|M_z(jSm; jSm)|^2}{k^2 T^2} + \right. \\ & + \frac{1}{kT} \sum_{n'j'S'm'} \frac{2|M_z(njSm; n'j'S'm')|^2}{h\nu(n'j'S'; njS)} - \\ & \left. - \frac{e^2}{4mc^2 kT} \sum_i [x_i^2 + y_i^2] (njm; njm) \right\} \cdot [\beta_z(njm) - \beta_x(njm)]. \quad (23) \end{aligned}$$

$n_0$  bedeutet hier einen Mittelwert von  $n_z$  und  $n_x$ , die  $\beta$  sind optische Polarisierbarkeiten und alle anderen Buchstaben haben dieselbe Bedeutung wie oben. Entsprechend unserem Problem haben wir in (23) gegenüber von l. c. I, Formel (10) die Spinquantenzahl explizit hingeschrieben.

Das zweite Glied in (23) können wir ebenso wie in (10) in einen niederfrequenten und einen hochfrequenten Teil zerlegen und weiter den nieder-

<sup>1)</sup> Th. Neugebauer, ZS. f. Phys. **112**, 257, 1939 und **113**, 115, 1939. Im folgenden als l. c. I und l. c. II zitiert.



frequenten Teil analog zu (12), (13) und (14) umformen. Dann folgt ähnlich zu (15)

$$n_z - n_x = \frac{\pi N H^2}{Z_0 n_0} \sum_{j S m} e^{-\frac{W_0(j S)}{k T}} \left\{ \sum_{j' S' m'} \frac{2 |M_z(j S m; j' S' m')|^2}{k^2 T^2} + \right. \\ \left. + \sum_{\substack{n' j' S' m' \\ n' \neq n}} \frac{2 |M_z(n j S m; n' j' S' m')|^2}{k T h \nu(n' j' S'; n j S)} - \right. \\ \left. - \frac{e^2}{4 m c^2 k T} \sum_i [x_i^2 + y_i^2] (n j m; n j m) \right\} \cdot [\beta_z(n j m) - \beta_x(n j m)]. \quad (24)$$

Das erste Glied in (24) wollen wir jetzt analog zur Umformung von (16) auf molekülfeste Achsen transformieren. In der geschweiften Klammer setzen wir (17) ein und für die Transformation der optischen Polarisierbarkeiten  $\beta_x$  und  $\beta_z$  benutzen wir die in l. c. I hergeleiteten Formeln (18) und (19). Unter Berücksichtigung der Formeln (25), (26), (27), (28) und (29) in l. c. I haben wir dann

$$(n_z - n_x)_1 = \frac{\pi N H^2}{Z_0 n_0} \frac{2}{15} \frac{1}{k^2 T^2} \left[ \sum_{j S} e^{-\frac{W_0(j S)}{k T}} (2j+1) M_y^2(j S; j S) - \right. \\ \left. - \sum_{j S} e^{-\frac{W_0(j S)}{k T}} (2j+1) M_z^2(j S; j S) \right] (\beta_2 - \beta_3). \quad (25)$$

Mit Hilfe der bekannten Zusammenhänge<sup>1)</sup>

$$\frac{10 r}{6 - 7 r} = \frac{2(\beta_2 - \beta_3)^2}{(2\beta_2 + \beta_3)^2} \quad (26)$$

und

$$\frac{2\beta_2 + \beta_3}{3} = \frac{n_0 - 1}{2 \pi N}, \quad (27)$$

wo  $r$  den Depolarisationsgrad und  $\beta_3$  und  $\beta_2$  die optische Polarisierbarkeit entlang und senkrecht zur Symmetrieachse des Moleküls bedeuten, und unter Benutzung der in (20) eingeführten Bezeichnungen folgt für (25)

$$(n_z - n_x)_1 = - \frac{n_0 - 1}{5 n_0} \left( \frac{5 r}{6 - 7 r} \right)^{1/2} H^2 \frac{1}{k^2 T^2} (A - B). \quad (28)$$

Das zweite und das dritte Glied in (24), die nur Korrekturen darstellen, haben wir schon in l. c. I auf molekülfeste Achsen transformiert; mit Hilfe der für diese Glieder dort eingeführten Bezeichnungen erhalten wir aus (22), (24) und (28)

$$C = - \frac{n_0 - 1}{5 n_0 \lambda} \left( \frac{5 r}{6 - 7 r} \right)^{1/2} \left\{ \frac{1}{k^2 T^2} (A - B) + \frac{1}{k T} (\delta_2 + \chi_2 - \chi_3) \right\}. \quad (29)$$

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. H. A. Stuart, Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Bd. 10/III, S. 60 u. 76. Leipzig 1939.

In (21) ist die Transformation des zweiten und dritten Gliedes auf molekül-feste Achsen sehr einfach, weil man ja nur die Mittelwerte der entlang der molekülfesten Achsen auftretenden Komponenten dieser Größen in (21) einsetzen muß. Also

$$\kappa = \frac{N}{3} \left\{ \frac{1}{kT} (2A + B) + 2\delta_2 + 2\chi_2 + \chi_3 \right\}. \quad (30)$$

Sehen wir zunächst von den Korrektionsgliedern in (29) und (30) ab, so sind die zwei Gleichungen für die zwei Unbekannten

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{Z_0} \sum_{jS} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} (2j+1) M_y^2(jS; jS) \\ \text{und} \\ B &= \frac{1}{Z_0} \sum_{jS} e^{-\frac{W_0(jS)}{kT}} (2j+1) M_z^2(jS; jS), \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

die wir als die über alle Rotationszustände gemittelten Werte der Quadrate der senkrecht und entlang der Symmetrieachse auftretenden magnetischen Momente betrachten können. Im Falle des Sauerstoffmoleküls wollen wir für  $\kappa$  die neuen Messungsergebnisse von Woltjer, Coppoolse und Wiersma<sup>1)</sup> benutzen, die

$$\kappa_{\text{Mol}} = 0,00342$$

gefunden haben. Für  $C$  liegen, wie schon erwähnt, nur die Messungen von Cotton, Bizette und Belling vor, nach denen umgerechnet auf eine Atmosphäre

$$C = -4,07 \cdot 10^{-16} \quad (32)$$

ist. Für den Brechungsindex bei  $\lambda = 0,546 \mu$  setzen wir in (29) den auf 20° C umgerechneten Wert von Trautz und Dechend<sup>2)</sup>  $n_0 = 1,0002537$  ein und für den Depolarisationsgrad das Ergebnis von Parthasarathy<sup>3)</sup>  $100r = 6,5$ . Mit Hilfe dieser numerischen Angaben folgt

$$A = 2,278 \cdot 10^{-40} \text{ und } B = 2,249 \cdot 10^{-40}. \quad (34)$$

Wir sehen also, daß die Komponente des gemittelten Quadrats des magnetischen Moments entlang der Rotationsachse nur um 1,3% größer ist als für die Richtung senkrecht dazu. Das Spinnmoment ist also tatsächlich mit einer sehr großen Annäherung vom Molekülgerüst losgekoppelt.

Über die Korrektionsglieder in (29) und (30) sei noch folgendes bemerkt: Die molare diamagnetische Suszeptibilität kann nur von der Größen-

<sup>1)</sup> H. R. Woltjer, C. W. Coppoolse u. E. C. Wiersma, Proc. Amsterdam Acad. **32**, 1329, 1929. — <sup>2)</sup> M. Trautz u. A. v. Dechend, ZS. f. techn. Phys. **12**, 243, 1931. — <sup>3)</sup> S. Parthasarathy, Ind. Journ. Phys. **7**, 139, 1932.

ordnung  $10^{-6}$  sein, die hochfrequente paramagnetische Suszeptibilität ist außerdem nur eine kleine Korrektur der diamagnetischen, woraus folgt, daß die Korrektionsglieder in (30) ganz unbedeutend sind. Die Verhältnisse sind ein wenig anders in (29), weil dort Differenzen der entlang der molekül-festen Achsen genommenen Komponenten stehen. Nach den Messungen von Cotton und Belling<sup>1)</sup> beträgt die Cotton-Moutonsche Konstante des Stickstoffs umgerechnet auf eine Atmosphäre  $C = -3,51 \cdot 10^{-17}$  und daraus folgt, daß in (29) die Korrektionsglieder mit einer Größenordnung kleiner sein müssen, weil die Cotton-Mouton-Konstante des  $N_2$  nur von denselben verursacht wird.

Ähnliche Fälle des Paramagnetismus liegen auch noch bei den Molekülen  $S_2$  und  $SO$  vor. Bei mehratomigen Molekülen gibt es noch weitere Beispiele für den nur vom Spin verursachten Paramagnetismus; die bekanntesten sind die ungeraden Moleküle  $ClO_2$  und  $NO_2$ . Bei diesen liegen aber erstens noch keine Messungsergebnisse bezüglich der Cotton-Mouton-Konstante im Gaszustande vor, und zweitens würde man zu einer vollständigen Berechnung bei mehratomigen Molekülen noch eine dritte Gleichung benötigen. Eine solche ist aber nicht bekannt.

*Budapest, Philosophische Fakultät der Universität, Juli 1940.*

---

<sup>1)</sup> A. Cotton u. Tsäi Belling, C. R. **198**, 1889, 1934.

## Chromatische Abweichung elektronenoptischer Abbildungssysteme.

Von Georg Wendt.

(Eingegangen am 24. Juli 1940.)

Es wird die chromatische Abweichung erster Ordnung elektronenoptischer rotationssymmetrischer Abbildungssysteme nach einer Methode der Störungstheorie berechnet. Es ergeben sich drei voneinander unabhängige Fehlerkoeffizienten, von welchen zwei den bekannten chromatischen Fehlern der Lichtoptik — der Variation der Bildebenenlage und der Variation des Abbildungsmaßstabs — entsprechen und der dritte — die Variation der Verdrehung — eine Eigentümlichkeit der magnetischen Abbildungsfelder der Elektronenoptik ist.

Außer einigen Arbeiten über den chromatischen Fehler spezieller Abbildungssysteme<sup>1)</sup> ist mir nur die Berechnung des chromatischen Fehlers von J. Picht<sup>2)</sup> bekannt<sup>3)</sup>. Die von Picht angegebenen Formeln setzen jedoch die Kenntnis der Veränderung der Brennweite und der Verschiebung der Hauptebenen mit der Elektronengeschwindigkeit voraus. Auch sind aus der gegebenen Formel die einzelnen Fehlerarten anschaulich nicht zu erkennen. Im folgenden soll daher die Größe der einzelnen chromatischen Fehlerarten nach einer von W. Glaser<sup>4)</sup> angegebenen Störungsmethode berechnet werden.

Das Koordinatensystem sei folgendermaßen festgelegt: Die optische Achse des rotationssymmetrischen Abbildungssystems falle mit der  $Z$ -Achse zusammen. Die zur Achse senkrechte Gegenstands- und Bildebene schneiden sie in den Punkten  $Z = Z_0$  und  $Z = Z_1$ . Die Koordinaten des Gegenstandspunktes  $P_0$  seien mit  $X_0, Y_0, Z_0$  die des Bildpunktes  $P_1$  mit  $X_1, Y_1, Z_1$  be-

---

<sup>1)</sup> W. Henneberg u. A. Recknagel, ZS. f. techn. Phys. **16**, 233, 1935; E. Brüche u. W. Henneberg, Ergebn. d. exakt. Naturwissensch. **15**, 365, 1935; O. Scherzer (ZS. f. Phys. **101**, 593, 1936) gab an, daß eine Achromasie von Elektronenlinsen nicht möglich ist. — <sup>2)</sup> J. Picht, Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, 1939. — <sup>3)</sup> Anmerkung bei der Korrektur. Erst nach Einsendung dieses Aufsatzes las ich die Arbeit von W. Glaser (ZS. f. Phys. **116**, 58, 1940) über die Farbabweichungen elektronenoptischer Linsen. In dieser wird jedoch nur die Variation der Bildebenenlage und der entsprechende Zerstreuungskreis angegeben, insbesondere in Anwendung auf die Verhältnisse beim Übermikroskop. Die anderen Farbfehler werden nur angedeutet. — <sup>4)</sup> W. Glaser, ZS. f. Phys. **104**, 157, 1936; vgl. auch die Glasersche Arbeit in „Beiträge zur Elektronenoptik“, herausgegeben von H. Busch u. E. Brüche, 1937, S. 24.



zeichnet. Außer den kartesischen werden auch Polarkoordinaten  $Z$ ,  $r$  und  $\chi$  benutzt, wobei

$$\left. \begin{aligned} X &= r \cos \chi, \\ Y &= r \sin \chi, \\ XY' - YX' &= r^2 \chi' \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ist, wenn Striche Differentiationen nach  $Z$  bedeuten.

Die Elektronenbahnen sind durch das Fermatsche Prinzip festgelegt<sup>1)</sup>:

$$\delta \int_{P_0}^{P_1} F dZ = 0, \quad (2)$$

wenn

$$F = \sqrt{\varphi(1 + X'^2 + Y'^2)} - \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot A \cdot \frac{XY' - YX'}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \quad (3)$$

ist, wobei  $\varphi$  das (auf den Ort der Elektronengeschwindigkeit Null bezogene) elektrische Potential und  $A$  die bei rotationssymmetrischen Feldern allein vorhandene azimutale Komponente des magnetischen Vektorpotentials bedeuten.

Die Verteilung des Potentials  $\varphi(Z, r)$  im Raume läßt sich durch die Verteilung  $\Phi(Z)$  längs der Achse ausdrücken:

$$\varphi(Z, r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \cdot \Phi^{(2n)} \cdot \left(\frac{r}{2}\right)^{2n}. \quad (4)$$

Ebenso läßt sich die Verteilung des magnetischen Vektorpotentials  $A$  im Raume durch die Verteilung der  $Z$ -Komponente  $H$  der magnetischen Feldstärke längs der Achse ausdrücken:

$$A = \frac{r}{2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(n+1)!} \cdot H^{(2n)} \cdot \left(\frac{r}{2}\right)^{2n}. \quad (5)$$

Dem Variationsprinzip (1) sind die Euler-Lagrangeschen Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial F}{\partial X} = \frac{d}{dZ} \left( \frac{\partial F}{\partial X'} \right); \quad \frac{\partial F}{\partial Y} = \frac{d}{dZ} \left( \frac{\partial F}{\partial Y'} \right) \quad (6)$$

äquivalent. Für die Berechnung des idealen Gaußschen<sup>2)</sup> Strahlenganges

<sup>1)</sup> W. Glaser, ZS. f. Phys. **97**, 177, 1935. — <sup>2)</sup> Als „Gaußscher“ Strahlengang wird hier der Strahlengang bei einer gewählten, festgehaltenen Eintrittsgeschwindigkeit der Elektronen in das Linsenfeld bezeichnet. (Zweckmäßig wählt man die wahrscheinlichste Elektronengeschwindigkeit.) Der Strahlengang bei einer davon abweichenden Eintrittsgeschwindigkeit ergibt die chromatische Abweichung.

und der chromatischen Abweichungen erster Ordnung sind die Reihenentwicklungen (4) und (5) nach den quadratischen Gliedern abzuberechnen. Führt man das Ergebnis unter Berücksichtigung von (1) in (3), und (3) dann in (6) ein und streicht alle Glieder, die höher als von erster Ordnung in  $X, Y, X', Y'$  sind, so erhält man die Differentialgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} \left( \sqrt{\Phi} \cdot X' + \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot H \cdot Y \right) &= -\frac{1}{4} \frac{\Phi''}{\sqrt{\Phi}} \cdot X - \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot H Y', \\ \frac{d}{dz} \left( \sqrt{\Phi} \cdot Y' - \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot H \cdot X \right) &= -\frac{1}{4} \frac{\Phi''}{\sqrt{\Phi}} Y + \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot H X'. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Multipliziert man die erste Gleichung mit  $Y$ , die zweite mit  $X$ , zieht sie voneinander ab und integriert das Resultat, so erhält man bei Berücksichtigung der letzten Gleichung von (1):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\chi}{dz} &= \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot \frac{H}{\sqrt{\Phi}} - \frac{C}{\sqrt{\Phi} (X^2 + Y^2)}, \\ C &= \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot H_0 \cdot r_0^2 - \sqrt{\Phi_0} r_0^2 \chi'_0 \\ &= \sqrt{\frac{e}{2m}} H_0 (X_0^2 + Y_0^2) - \sqrt{\Phi_0} (X_0 Y'_0 - Y_0 X'_0), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

worin durch den Index 0 die Werte in der Gegenstandsebene gekennzeichnet sind. Das zweite Glied der ersten Gleichung gibt den Einfluß der Integrationskonstanten  $C$  wieder, das erste Glied zeigt die verdrehende Wirkung des magnetischen Feldes. Der Winkel, um welchen das *magnetische Feld* den Strahl verdreht, soll mit  $\psi$  bezeichnet werden; es ist dann

$$\frac{d\psi}{dz} = \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot \frac{H}{\sqrt{\Phi}}. \quad (9)$$

Zur Lösung der Gleichung (7) und auch zur späteren Berechnung der chromatischen Abweichungen führt man für  $X$  und  $Y$  zweckmäßigerweise eine komplexe Veränderliche ein

$$v = X + iY; \bar{v} = X - iY. \quad (10)$$

Setzt man (10) in (7) ein, so erhält man eine komplexe Differentialgleichung. Sie kann dadurch reell gemacht werden, daß man das Koordinatensystem mit wachsendem  $z$  um den zugehörigen Winkel  $\psi$  dreht. Setzt man dann:

$$v = w \cdot e^{i\psi}, \quad (11)$$

so erhält man für  $w$  die Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi} \cdot w') + \frac{1}{4} \frac{\Phi''}{\sqrt{\Phi}} (\Phi'' + \frac{e}{2m} H^2) w = 0. \quad (12)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung schreiben wir in der Form:

$$w = a \cdot g(Z) + b \cdot h(Z), \quad (13)$$

worin  $g$  und  $h$  die „Hauptstrahlen“ darstellen, welche folgenden Bedingungen genügen:

$$\left. \begin{aligned} g(Z_0) &= 1, & g(\zeta_1) &= 0, \\ h(Z_0) &= 0, & h(\zeta_1) &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$Z = \zeta_1$  gibt hier die Lage der Austrittspupille wieder. Die Veränderliche  $w$  stellt man zweckmäßigerweise wie  $v$  in (10) durch

$$w = x + iy; \quad \bar{w} = x - iy \quad (15)$$

dar, wobei  $x$  und  $y$  die Koordinaten des nach (11) mit dem Elektron um die Achse mitgedrehten Koordinatensystems sind. Die dritte Koordinate  $z$  stimme mit derjenigen des feststehenden Koordinatensystems überein  $z = Z$ . Statt (13) erhält man dann:

$$\left. \begin{aligned} x &= a_1 g + b_1 h, \\ y &= a_2 g + b_2 h. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Sind  $x_0, y_0, z_0$  die Koordinaten des Gegenstandspunktes im mitgedrehten Koordinatensystem,  $x_1, y_1, z_1$  entsprechend die Koordinaten des Bildpunktes, sind weiter  $\xi_1, \eta_1, \zeta_1$  die Koordinaten des Durchstoßungspunktes des Strahles durch die Ebene der Austrittspupille, so ergeben sich für die Konstanten  $a$  und  $b$  in (16) nach (14) die Werte:

$$a_1 = x_0; \quad a_2 = y_0; \quad b_1 = \xi_1; \quad b_2 = \eta_1. \quad (17)$$

Für die Strahlneigung in der Bildebene erhält man dann, wenn mit  $M_1 = z_1 - \zeta_1$  der Abstand der Bildebene von der Austrittspupille bezeichnet wird:

$$\left. \begin{aligned} x'_1 &= \frac{x_1 - \xi_1}{M_1} = \frac{x_0 V - \xi_1}{M_1}, \\ y'_1 &= \frac{y_1 - \eta_1}{M_1} = \frac{y_0 V - \eta_1}{M_1}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$V = \frac{x_1}{x_0} = \frac{y_1}{y_0}$  bedeutet hierin die Vergrößerung der Linsenanordnung.

Bei der Berechnung der Bildabweichungen nach der erwähnten Störungsmethode wird die Funktion  $F$  [vgl. Gleichung (3)] in den bei der Bestimmung des Gaußschen Strahlenganges verwendeten Teil  $F_g$  und einen Störungsteil  $\varepsilon F_s$  aufgespalten:

$$F = F_g + \varepsilon F_s. \quad (19)$$

$\varepsilon$  stellt dabei eine kleine Größe dar. Durch das Störungsglied von  $F$  wird die Gaußsche Bahn des Elektrons verändert. Auch diese neuen veränderten Bahnen lassen sich in einen Gaußschen und einen Störungsteil aufspalten:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_g + \varepsilon x_s, \\ y &= y_g + \varepsilon y_s. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Insbesondere gilt für die Bildebene:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= x_{g1} + \varepsilon x_{s1}, \\ y_1 &= y_{g1} + \varepsilon y_{s1}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Nach der Glaserschen Störungsmethode<sup>1)</sup> sind nun die Größen  $x_{s1}$  und  $y_{s1}$  durch die Ausdrücke:

$$\left. \begin{aligned} x_{s1} &= -\frac{\partial}{\partial \alpha_1} \int_{z_0}^{z_1} F_{sg} dz, \\ y_{s1} &= -\frac{\partial}{\partial \beta_1} \int_{z_0}^{z_1} F_{sg} dz \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

gegeben.  $F_{sg}$  soll dabei die Funktion  $F_s$  darstellen, wenn darin für die Bahnkoordinaten  $x$  und  $y$  deren Gaußsche Werte gesetzt werden;  $\alpha_1$  und  $\beta_1$  sind durch die Beziehungen

$$\alpha_1 = \left( \frac{\partial F_g}{\partial x'} \right)_{z=z_1}; \quad \beta_1 = \left( \frac{\partial F_g}{\partial y'} \right)_{z=z_1} \quad (23)$$

definiert.

Für  $F_g$  erhält man aus (3), wenn man für  $\varphi$  und  $A$  die Werte (4) und (5) einsetzt, die Wurzel nach  $X$ ,  $Y$ ,  $X'$ ,  $Y'$  entwickelt, die Reihen nach den quadratischen Gliedern dieser Größen abbricht und dann weiter über die Beziehungen (10), (11), (15) und (9) die Größen  $X$ ,  $Y$ ,  $X'$ ,  $Y'$  durch die Größen  $x$ ,  $y$ ,  $x'$ ,  $y'$  ersetzt:

$$\begin{aligned} F_g &= \sqrt{\Phi} \left[ 1 + \frac{1}{2} (X'^2 + Y'^2) \right] - \sqrt{\frac{e}{8m}} H (XY' - X'Y) \\ &= \sqrt{\Phi} \left[ 1 + \frac{1}{2} (x'^2 + y'^2) \right] - \frac{e}{16m} \cdot \frac{H^2}{\sqrt{\Phi}} (x^2 + y^2). \end{aligned} \quad (24)$$

Für die Werte  $\alpha_1$  und  $\beta_1$  ergibt sich hieraus nach (23):

$$\alpha_1 = \sqrt{\varphi_1} \cdot x'_1; \quad \beta_1 = \sqrt{\varphi_1} \cdot y'_1 \quad (25)$$

und bei Berücksichtigung von (18) und der Tatsache, daß  $h'_1 = -\frac{1}{M_1}$  ist:

$$\partial \alpha_1 = h'_1 \sqrt{\varphi_1} \cdot \partial \xi_1; \quad \partial \beta_1 = h'_1 \cdot \sqrt{\varphi_1} \cdot \partial \eta_1. \quad (26)$$

<sup>1)</sup> Vgl. Anm. 4 auf S. 436.



Das Störungsglied  $\varepsilon F_s$  in (19) erhält man aus (3), wenn man darin zu  $\varphi$  die (konstante) Abweichung  $\Delta\Phi$  der Voltgeschwindigkeit des betrachteten Elektrons von der als „Gaußsche“ angenommenen wahrscheinlichsten Voltgeschwindigkeit der Elektronen zuzählt, für  $\varphi$  und  $A$  die Werte (4) und (5) einsetzt, die Wurzel in eine Reihe entwickelt und die Reihen wie bei  $F_g$  abbricht. Die Entwicklung der Wurzel geschieht außerdem auch nach  $\Delta\Phi$ , diese Reihe wird nach dem linearen Glied abgebrochen. Es ergibt sich

$$\varepsilon F_s = \frac{\Delta\Phi}{2\sqrt{\Phi}} \left[ 1 + \frac{1}{8} (X^2 + Y^2) \frac{\Phi''}{\Phi} + \frac{1}{2} (X'^2 + Y'^2) \right]. \quad (27)$$

Als  $\varepsilon$  wählen wir zweckmäßigerweise

$$\varepsilon = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1}. \quad (28)$$

Wenn man wieder unter Benutzung der Beziehungen (10), (11), (15) und (9) die Koordinaten  $X, Y, X', Y'$  durch  $x, y, x', y'$  ersetzt, und für diese dann die Gaußschen Werte nach (16) und (17) einsetzt, so erhält man:

$$F_{sg} = \frac{\Phi_1}{2\sqrt{\Phi}} \left[ 1 + \frac{1}{2} (g^2 R + 2gh\kappa + h^2 \varrho) \left( \frac{\Phi''}{4\Phi} + \frac{e}{8m} \cdot \frac{H^2}{\Phi} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (g'^2 R + 2g'h'\kappa + h'^2 \varrho) + \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot \frac{H}{\Phi} \cdot \sqrt{\Phi_0} \cdot h'_0 \sigma \right], \quad (29)$$

wenn

$$R = x_0^2 + y_0^2; \quad \varrho = \xi_1^2 + \eta_1^2; \quad \kappa = x_0 \xi_1 + y_0 \eta_1; \quad \sigma = x_0 \eta_1 - \xi_1 y_0 \quad (30)$$

bedeutet.

Für die chromatischen Abweichungen erhält man daraus unter Beachtung von (21), (22), (26) und (28):

$$\left. \begin{aligned} \Delta x = \varepsilon x_{s1} &= - \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1} \cdot \frac{1}{h'_1 \sqrt{\Phi_1}} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi_1} \int_{z_0}^{z_1} F_{sg} dz \\ &= C_1 \cdot \xi_1 \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1} + C_2 \cdot x_0 \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1} + C_3 \cdot y_0 \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1}, \\ \Delta y = \varepsilon y_{s1} &= - \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1} \cdot \frac{1}{h'_1 \sqrt{\Phi_1}} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta_1} \int_{z_0}^{z_1} F_{sg} dz \\ &= C_1 \cdot \eta_1 \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1} + C_2 \cdot y_0 \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1} - C_3 \cdot x_0 \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_1} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

mit den Fehlerkoeffizienten:

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= -\frac{\sqrt{\Phi_1}}{2h_1'} \int_{z_0}^{z_1} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \left[ h'^2 + \left( \frac{\Phi''}{4\Phi} + \frac{e}{8m} \cdot \frac{H^2}{\Phi} \right) h^2 \right] dz, \\ C_2 &= -\frac{\sqrt{\Phi_1}}{2h_1'} \int_{z_0}^{z_1} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \left[ g'h' + \left( \frac{\Phi''}{4\Phi} + \frac{e}{8m} \cdot \frac{H^2}{\Phi} \right) gh \right] dz, \\ C_3 &= \frac{\sqrt{\Phi_0\Phi_1}}{2} \cdot \frac{h_0'}{h_1'} \int_{z_0}^{z_1} \sqrt{\frac{e}{8m}} \frac{H}{\Phi^{3/2}} dz. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Da das Linsenfeld rotationssymmetrisch ist, genügt es zur Feststellung der Fehlerauswirkung, einen Objektpunkt zu betrachten, dessen Koordinate  $y_0 = 0$  ist. Setzt man noch

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \sigma \cos \varphi, \\ \eta_1 &= \sigma \sin \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

so wird:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x &= C_1 \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Phi_1} \cdot \sigma \cos \varphi + C_2 \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Phi_1} \cdot x_0, \\ \Delta y &= C_1 \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Phi_1} \cdot \sigma \sin \varphi - C_3 \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Phi_1} \cdot x_0. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Ist nur  $C_1 \neq 0$ , so ergibt sich eine Abweichung, die von der Lichtoptik her als *Variation der Bildebenenlage* bekannt ist: Die einzelnen Strahlen des Strahlenbündels schneiden sich nicht in der „Gaußschen“ Bildebene, sondern davor oder dahinter, je nachdem die ursprüngliche Elektronengeschwindigkeit größer oder kleiner ist als die wahrscheinlichste („Gaußsche“). Statt des Gaußschen Bildpunktes entsteht in der Gaußschen Bildebene ein Kreis vom Halbmesser  $C_1 \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Phi_1} \cdot \sigma$ , unabhängig von der Lage des Bildpunktes in der Bildebene. Der Fehler könnte danach auch „*chromatischer Öffnungsfehler*“ genannt werden.

Ist nur  $C_2 \neq 0$ , so verschiebt sich der Bildpunkt entweder vom Achsenpunkt fort oder auf ihn zu. Dieser Fehler ist von der Lichtoptik her als *Variation des Abbildungsmaßstabes* bekannt. Er könnte auch „*chromatische Zerdehnung*“ genannt werden. Die Verschmierung der Konturen des elektronenoptischen Bildes nimmt linear mit dem Achsabstand zu.

Ist  $C_3 \neq 0$ , so verschiebt sich der Bildpunkt senkrecht zu seinem Abstand vom Achsenpunkt. Dieser (anisotrope) Fehler tritt nur bei mag-

netischen Linsenfeldern auf und ist in der Lichtoptik unbekannt. Er könnte „*Variation der Bilddrehung*“ oder „*chromatische Zerdrehung*“ genannt werden.

Der Fehler  $C_1$  ist, wie es O. Scherzer <sup>1)</sup> gezeigt hat, grundsätzlich nicht zu vermeiden. Man erkennt dies auch sofort, wenn man die erste Gleichung von (3) durch partielle Integrationen und Einsetzen des Wertes von  $h''$  aus der Differentialgleichung (12) etwas umformt:

$$C_1 = - \frac{\sqrt{\Phi_1}}{2h_1'} \int_{z_0}^{z_1} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \left[ \frac{3}{4} \cdot \frac{\Phi'^2}{\Phi^2} + \frac{e}{4m} \frac{H^2}{\Phi} \right] h^2 dz. \quad (35)$$

Außer  $\Phi$ , das stets positiv bleibt, treten unter dem Integral alle Größen quadratisch auf. Der Ausdruck für  $C_1$  kann also höchstens sehr klein werden, aber nie vollkommen verschwinden.

Der Fehler  $C_2$  kann durch eine geeignete Wahl der Blendenlage, der Fehler  $C_3$  durch Wahl eines in der  $z$ -Richtung antisymmetrischen Feldes beseitigt werden.

---

<sup>1)</sup> Vgl. Anm. 1), S. 436.

## Über die Druckabhängigkeit der Kolonnenionisation durch $\alpha$ -Strahlen\*).

Von E. Helbig, Leipzig.

Mit 8 Abbildungen. (Eingegangen am 1. August 1940.)

Es wurde die Druckabhängigkeit der Kolonnenionisation durch  $\alpha$ -Strahlen bei Einstrahlung senkrecht zum elektrischen Feld an Luft, Kohlendioxyd, Wasserstoff, Argon und einem Luft-Kohlendioxyd-Gemisch untersucht. Zur Messung der erzeugten Ionenmengen diente das Hoffmannsche Vakuumduantenelektrometer. — Die Meßergebnisse wurden mit der von Jaffé aufgestellten Theorie der Kolonnenionisation verglichen. Die Messungen bestätigen, daß die Theorie die Abhängigkeit der Kolonnenionisation vom Druck auch für den Fall der Einstrahlung senkrecht zum elektrischen Feld gut wiedergibt. Größere Abweichungen treten nur bei Wasserstoff und Argon für kleine Feldstärken auf, sie lassen sich zwanglos durch den Ionenverlust infolge Diffusion nach den Wänden des Meßraumes erklären. — Unter Zugrundelegung der Meßwerte werden schließlich die Wiedervereinigungskoeffizienten für Luft und  $\text{CO}_2$  bei den verwendeten Drucken berechnet. Bei beiden Gasen wird  $\alpha$  mit steigendem Druck kleiner. Da nicht alle in der Theorie vorkommenden Konstanten mit genügender Genauigkeit bekannt sind, ist es fraglich, ob die absoluten Werte von  $\alpha$  zuverlässig sind; die Abhängigkeit vom Druck jedoch dürfte wohl durchaus den Tatsachen entsprechen.

### 1. Einführung.

Nach der Jafféschen Theorie<sup>1)</sup> ist zu erwarten, daß bei der Ionisation durch  $\alpha$ -Strahlen der Gasdruck einen erheblichen Einfluß auf den Verlauf der Sättigungscharakteristiken hat. Die bisher in dieser Richtung vorgenommenen Untersuchungen erstrecken sich nahezu alle auf den Druckbereich unter einer Atmosphäre; doch gerade dieser Bereich ist für die Kolonnenionisation am wenigsten charakteristisch, da sich hier die Kolonnen sehr schnell verbreitern und infolgedessen ähnliche Verhältnisse entstehen wie bei der Volumenionisation. Als einziger untersucht Jaffé<sup>2)</sup> für Einstrahlung parallel zum Feld die Kolonnenionisation bei höheren Drucken und findet für genügend hohe Feldstärken gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist es, die Druckabhängigkeit der Kolonnenionisation durch  $\alpha$ -Teilchen bei Einstrahlung senkrecht zum Feld an verschiedenen Gasen zu untersuchen und die Ergebnisse mit der Theorie

\*) D 15.

<sup>1)</sup> G. Jaffé, Ann. d. Phys. **42**, 303, 1913 u. Phys. ZS. **15**, 353, 1914. —

<sup>2)</sup> G. Jaffé, Phys. ZS. **30**, 849, 1929.



zu vergleichen. Insbesondere soll festgestellt werden, ob die Theorie auch bei Edelgasen und Gasgemischen anwendbar ist; und schließlich soll versucht werden, auf Grund der Messungen noch Aussagen über die Druckabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten zu machen.

## 2. Beschreibung der Apparatur.

Als Meßinstrument diente ein Hoffmannsches Vakuumduanten-elektrometer<sup>1)</sup>, die Ladungsempfindlichkeit wurde auf 6800 E.-Q./mm bei

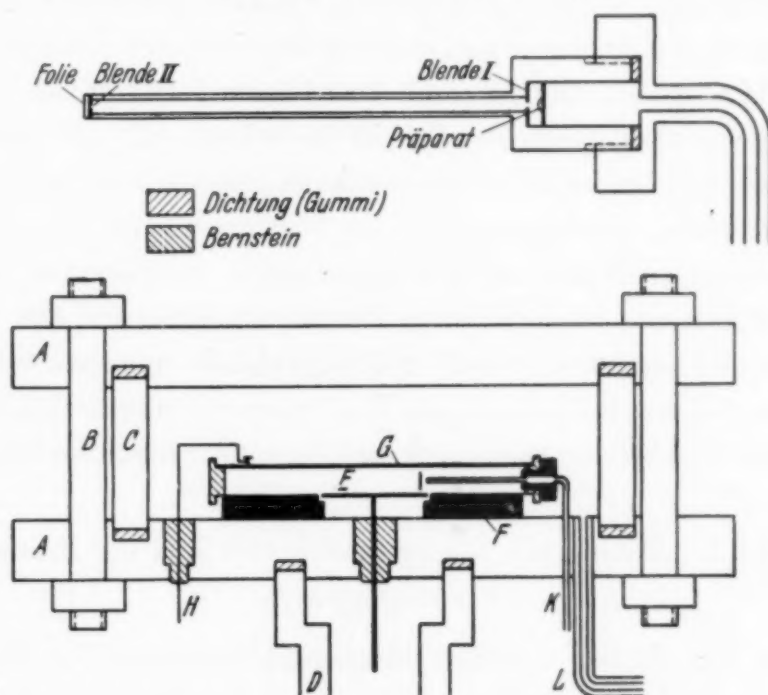


Fig. 1. Druck- und Ionisationskammer.

A Rotgußplatten, B Stahlbolzen, C Rotgußzylinder, D Zwischenstück, E Auffangelektrode, F Schutzring, G Spannungselektrode, H Spannungszuführung, I  $\alpha$ -Strahlenkanone, K Pumpleitung zur Kanone, L Druckzuführung.

einem Skalenabstand von 2,20 m eingestellt. Die Verbindung zwischen dem Elektrometer und der Druckkammer stellte das Zwischenstück D dar, das während der Messungen evakuiert wurde, um das Abscheiden unerwünschter Ladungen aus dem umgebenden Luftraum zu verhindern. Die Druckkammer bestand aus den beiden Rotgußplatten A und dem kurzen Rotgußzylinder C; die Platten wurden durch mehrere Stahlbolzen an den Zylinder herangepreßt.

In dem Druckgefäß befand sich die Ionisationskammer, ein flacher Schutzringkondensator. Die rechteckige Auffangelektrode E hatte eine

<sup>1)</sup> G. Hoffmann, Phys. ZS. **13**, 480, 1029, 1912.

Größe von  $0,4 \times 3,5$  cm, ihre Anschlußleitung führte durch einen Bernsteinisolator und das evakuierte Zwischenstück zum Elektrometer. Um ein homogenes elektrisches Feld zu erzielen, war  $E$  allseitig von einem 2,5 cm breiten geerdeten Schutzring  $F$  umgeben; der Luftspalt zwischen  $E$  und  $F$  hatte eine Breite von 0,05 cm.

Um eine gut definierte Einstrahlrichtung zu erhalten, wurden die  $\alpha$ -Teilchen mit einer sogenannten Strahlenkanone  $I$  in den Meßraum geschossen. Die Kanone ist in Fig. 1 im Kondensator schematisch angedeutet und im oberen Teil des Bildes nochmals vergrößert dargestellt. Die beiden Blenden hatten eine Öffnung von 0,4 mm Durchmesser. Unmittelbar auf die Blende II war eine Glimmerfolie von 10 mm Luftäquivalent gekittet, die die Kanone nach vorn druckdicht verschloß. Die Strahlenkanone konnte durch den Pumpanschluß  $K$  unabhängig von der übrigen Apparatur evakuiert werden.

Das Schaltschema der Apparatur stimmte im allgemeinen mit der von G. Hoffmann<sup>1)</sup> beschriebenen Anordnung überein. Die Bewegung des Elektrometersystems wurde photographisch registriert. Die Registrierungen wurden mit einem von Hoffmann konstruierten Apparat<sup>2)</sup>, der ein völlig objektives Ausmessen gewährleistet, ausgewertet.

### 3. Über die Theorie der Kolonnenionisation und die Ermittlung der Sättigungswerte.

Bei der Berechnung der Sättigungscharakteristiken für Einstrahlung senkrecht zum elektrischen Feld ergibt sich bei Jaffé schließlich folgende einfache Gleichung:

$$\frac{i}{I} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha N_0}{8 \pi D} \sqrt{\frac{\pi}{z}} \cdot S(z)}. \quad (1)$$

Hierin ist:  $\alpha$  der Rekombinationskoeffizient;  $N_0$  die lineare Ionisationsdichte, d. h. die Zahl der Ionen pro cm der Bahn zur Zeit  $t = 0$ ;  $D$  der mittlere Diffusionskoeffizient der beiden Ionenarten,  $z = \frac{b^2 u^2 X^2}{2 D^2}$ ,  $u$  die mittlere Ionenbeweglichkeit;  $X$  die Feldstärke.  $i$  ist eine Funktion der Feldstärke und gibt die Ionenmenge an, die der Kolonne durch das elektrische Feld entführt wird;  $I$  die im Sättigungsfall abgeschiedene Ionenmenge;  $S(z)$  eine Transzendente aus der Theorie der Zylinderfunktionen; der Parameter  $b$  ist eine für jedes Gas charakteristische Konstante, er ist durch

<sup>1)</sup> G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **80**, 779, 1926. — <sup>2)</sup> H. Ziegert, ZS. f. Phys. **46**, 668, 1928.

eine einfache Beziehung mit dem mittleren Abstand der Ionen von der Kolonnenachse verknüpft.

Der Einfluß des Gasdruckes auf den Verlauf der Stromspannungscharakteristiken ist aus Formel (1) ohne weiteres zu ersehen, da die Druckabhängigkeit der darin vorkommenden Konstanten bekannt ist;  $N_0$  ist dem Drucke direkt,  $u$ ,  $b$  und  $D$  aber indirekt proportional. Auch der Rekombinationskoeffizient  $\alpha$  zeigt eine gewisse, allerdings nicht proportionale Abhängigkeit vom Druck.

Da bei der Ionisation durch  $\alpha$ -Strahlen die Rekombination einen maßgebenden Einfluß auf die Sättigungsverhältnisse hat, läßt sich im allgemeinen nur mit sehr hohen Feldstärken Sättigung erreichen, eine Schwierigkeit, die sich mit steigendem Druck noch erhöht. Bei den vorliegenden Messungen standen aber nur Spannungen bis ungefähr 1200 Volt zur Verfügung; zur Ermittlung der Sättigungswerte mußte deshalb ein Extrapolationsverfahren angewandt werden. Besonders geeignet ist folgendes, von Zanstra<sup>1)</sup> angegebenes Verfahren:

Schreibt man die Gleichung (1) in folgender Form:

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{I} + \frac{q}{I} \cdot f(x), \quad (2)$$

wobei

$$q = \frac{\alpha N_0}{8 \pi D}$$

und

$$f(x) = \sqrt{\frac{\pi}{z}} \cdot S(z),$$

so erhält man eine lineare Beziehung zwischen  $1/i$  und  $f(x)$ . Trägt man also  $f(x)$  als Abszisse und  $1/i$  als Ordinate auf, so müssen die erhaltenen Punkte auf einer Geraden liegen. Da sich die Funktion  $f(x)$  für sehr hohe Feldstärken dem Werte Null nähert, ergibt der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinate das Reziproke des gesuchten Sättigungswertes.

Nach diesem Verfahren wurden für sämtliche vorliegenden Messungen die Sättigungswerte ermittelt.

#### 4. Meßergebnisse.

a) *Messungen an Luft.* Die Luft wurde durch einen Kompressor aus der freien Atmosphäre angesaugt und in die Druckkammer gepreßt. In der Saugleitung befand sich ein Chlorealciumrohr von 1,5 m Länge zum Trocknen der Luft, in der Druckleitung lag unmittelbar vor der Kammer ein Wattefilter zum Abfangen von Staubpartikeln usw.

<sup>1)</sup> H. Zanstra, Physica 2, 817, 1935, Nr. 8.

Die gemessenen Stromspannungscharakteristiken zeigt Fig. 2.

Als Abszisse ist die Feldstärke in Volt/cm, als Ordinate die prozentuale Sättigung  $i/I$  aufgetragen. Wie nach der Theorie zu erwarten ist, verlaufen die Charakteristiken mit steigendem Druck immer flacher; die Re-

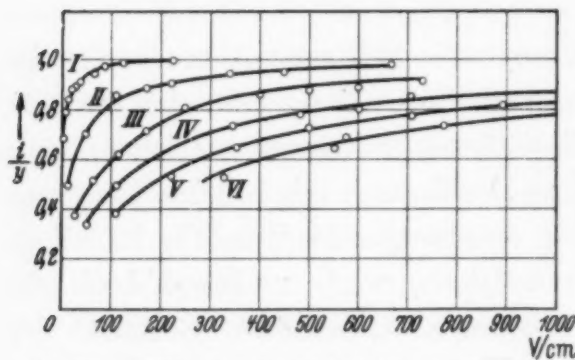


Fig. 2. Sättigungscharakteristiken für Luft.  
I: 1 Atm., II: 2 Atm., III: 3 Atm., IV: 4 Atm.,  
V: 5 Atm., VI: 6 Atm.

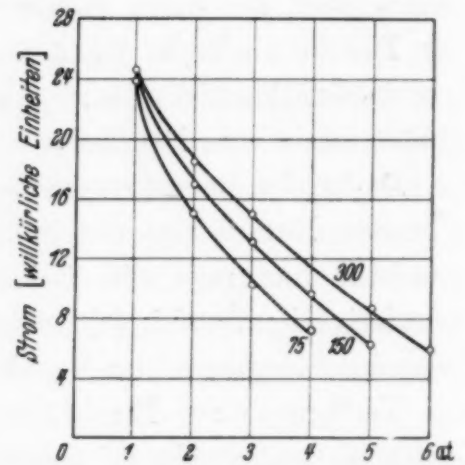


Fig. 3. Stromdruckcharakteristiken für Luft von 75, 150 und 300 Volt/cm.

kombination wirkt sich also infolge der mit dem Druck zunehmenden Ionendichte immer stärker aus.

In Fig. 3 sind die zugehörigen Stromdruckcharakteristiken für Feldstärken von 75, 150 und 300 Volt/cm dargestellt. Als Abszisse ist der

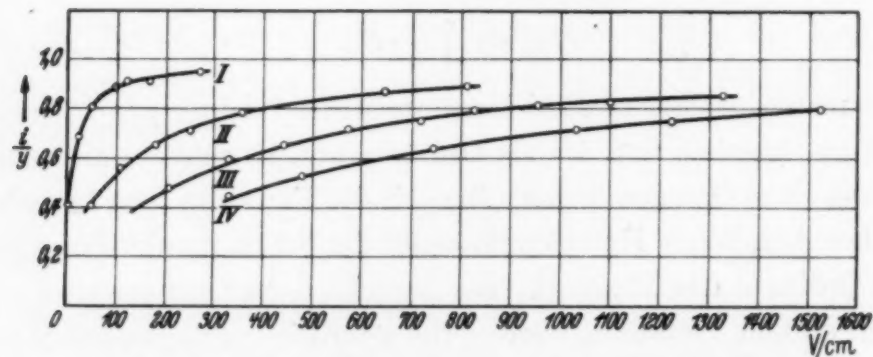


Fig. 4. Sättigungscharakteristiken für Kohlendioxyd.  
I: 1 Atm., II: 2 Atm., III: 3 Atm., IV: 4 Atm.

Druck in Atm., als Ordinate die Stromstärke in willkürlichen Einheiten aufgezeichnet.

b) Messungen an Kohlendioxyd. An Kohlendioxyd wurden Messungen bei 1 bis 4 Atm. durchgeführt. Das Gas wurde einer handelsüblichen Flasche entnommen und nicht noch einmal besonders getrocknet, es passierte vor dem Eintritt in die Kammer lediglich ein Wattefilter.

Die gemessenen Sättigungscharakteristiken sind in Fig. 4 dargestellt.



Fig. 5 zeigt die zugehörigen Stromdruckcharakteristiken für Feldstärken von 400 und 800 Volt/cm.

Infolge der größeren Ionendichte macht sich bei  $\text{CO}_2$  die Wiedervereinigung wesentlich mehr geltend als bei Luft, und der Verlauf der Stromspannungscharakteristiken ist infolgedessen viel flacher.

c) *Messungen an Wasserstoff.* An Wasserstoff wurden Messungen bei 1, 2, 4 und 8 Atm. durchgeführt. Fig. 6 zeigt die erhaltenen Stromspannungscharakteristiken.

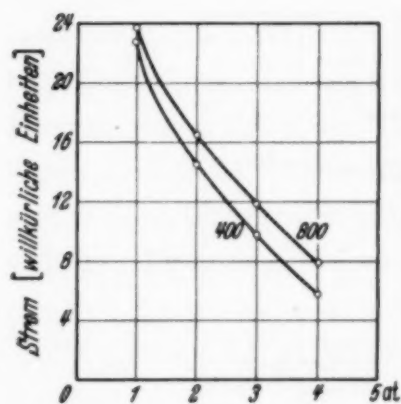


Fig. 5. Stromdruckcharakteristiken für Kohlendioxyd.

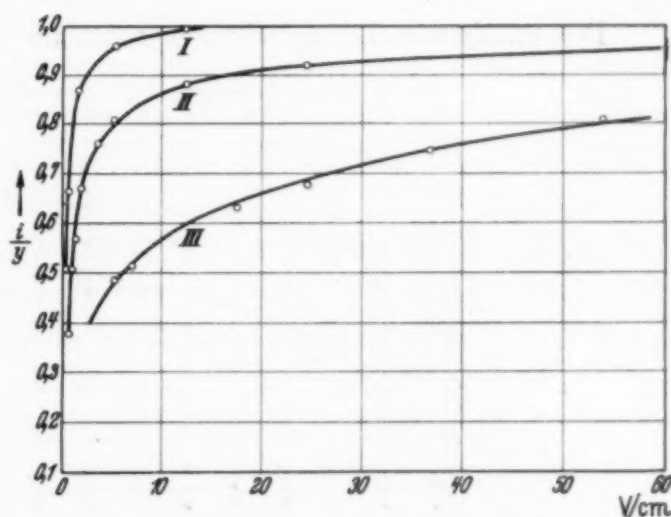


Fig. 6. Stromspannungscharakteristiken für Wasserstoff. I: 2 Atm., II: 4 Atm., III: 8 Atm.

Die Charakteristik für 1 Atm. wurde nicht mit eingezeichnet, da sie nur unwesentlich von jener bei 2 Atm. abweicht.

Die Kurven bei Wasserstoff unterscheiden sich sehr stark von denen bei Luft und Kohlendioxyd; ihr Verlauf ist viel steiler, und es ist bereits mit verhältnismäßig kleinen Feldstärken möglich, den Sättigungszustand zu erreichen. Dieses Verhalten ist ohne weiteres verständlich; denn bei  $\text{H}_2$  kann sich ja die Rekombination bei weitem nicht in dem Maße auswirken wie bei den anderen erwähnten Gasen, da die Ionendichte von vornherein schon bedeutend kleiner ist und außerdem durch die Diffusion — großer Diffusionskoeffizient — schnell noch weiter vermindert wird. Vor allem bei niederen Drucken ist daher der Kolonneneffekt sehr wenig ausgeprägt, und es ist kaum ein Unterschied gegenüber der Volumenionisation festzustellen. Wenn man zu höheren Drucken übergeht, macht sich jedoch der Kolonnencharakter in steigendem Maße bemerkbar.

d) *Messungen an Argon.* Da bei den Edelgasen die Beweglichkeit der negativen Ionen  $10^3$ - bis  $10^4$ mal so groß ist wie die der Ionen in unedlen

Gasen, ist zu erwarten, daß der Verlauf der Sättigungskurven bei Edelgasen maßgeblich durch die Diffusion beeinflusst wird, während dies bei den unedlen Gasen, abgesehen von Wasserstoff, nur in geringem Maße der Fall ist. Es ist deshalb nicht vorauszusehen, ob und inwieweit sich bei Edelgasen Übereinstimmung zwischen der Jafféschen Theorie und dem Experiment erzielen läßt. Messungen darüber liegen, soweit bekannt, noch nicht vor.

Die eigenen Untersuchungen erstrecken sich auf Argon von 1, 3 und 4 Atm. Druck. Laut Fabrikanalyse der Firma Linde A.-G. setzte sich das Gas aus 99,5% Argon und 0,5% Stickstoff zusammen.

Die Sättigungscharakteristiken zeigt die Fig. 7.

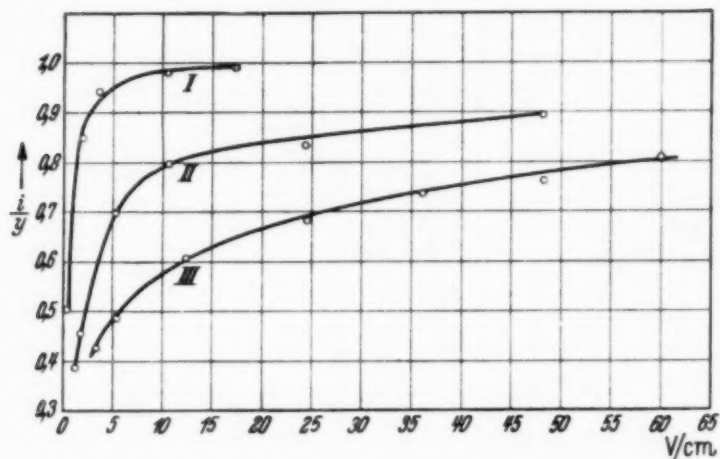


Fig. 7. Sättigungscharakteristiken von Argon.  
I: 1 Atm., II: 3 Atm., III: 4 Atm.

Die Kurven haben mit ihrem steilen Verlauf eine große Ähnlichkeit mit denjenigen von Wasserstoff. Während aber bei Wasserstoff die Diffusion nur in geringem Maße für diesen eigenartigen Kurvenverlauf verantwortlich ist, ist offenbar bei Argon der Diffusionseinfluß von maßgebender Bedeutung.

e) *Messungen an einem Luft-Kohlendioxyd-Gemisch.* Um zu prüfen, ob die Jaffésche Theorie auch für den Fall eines Gasgemisches anwendbar ist, wurde im folgenden ein Luft-CO<sub>2</sub>-Gemisch bei 1 und 3 Atm. Druck untersucht. Das Mischungsverhältnis war

$$\text{Luft} : \text{CO}_2 = 3 : 2.$$

In Fig. 8 sind die gemessenen Stromspannungscharakteristiken des Gemisches und die nach der Theorie berechneten Charakteristiken der einzelnen Komponenten aufgezeichnet.

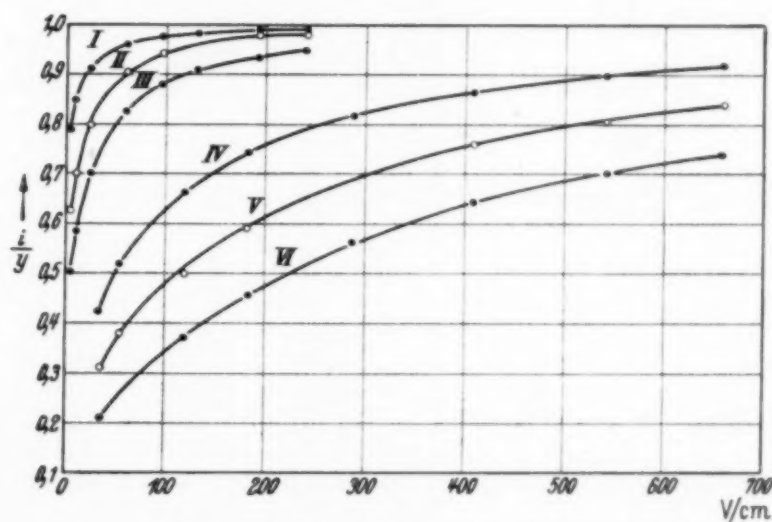
f) *Vergleich mit der Theorie.* Eine Zusammenstellung der zur Berechnung verwendeten Konstanten für den Druck von 1 Atm. bringt die Tabelle 1.

Tabelle 1.

	$b \cdot 10^3$	$u$	$D \cdot 10^2$	$N_0 \cdot 10^{-3}$	$\alpha \cdot 10^6$
Luft . . . . .	1,790	1,607	3,700	44	1,66
CO <sub>2</sub> . . . . .	1,050	0,881	2,500	78,5	1,62
H <sub>2</sub> . . . . .	7,700	7,050	15,650	7,59	1,64
Ar . . . . .	1,820	103,680	243,4	56,8	1,06
Gemisch . . . . .	1,350	1,210	2,840	58,0	1,64

Tabelle 2 zeigt einige charakteristische Meßreihen.

Die durchschnittlichen Abweichungen halten sich bei Luft, CO<sub>2</sub> und dem Gasgemisch für alle Drucke innerhalb der Grenze von 1 bis 2%. Anders liegt der Fall bei Wasserstoff, hier ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bei niedrigen Feldstärken sehr schlecht; die berechneten Kurven liegen bedeutend höher als die gemessenen. Diese Diskrepanz ist durch den Ionenverlust infolge Diffusion nach den Wänden des Kondensators zu erklären; denn dieser Verlust wird in der Theorie nicht berücksichtigt. Er muß sich aber gerade bei Wasserstoff wegen der großen Ionen-

Fig. 8. Sättigungskurven für ein Luft-CO<sub>2</sub>-Gemisch.

- I: berechnete Charakteristik für Luft von 1 Atm.,
- II: gemessene Charakteristik für Gemisch von 1 Atm.,
- III: berechnete Charakteristik für CO<sub>2</sub> von 1 Atm.,
- IV: berechnete Charakteristik für Luft von 3 Atm.,
- V: gemessene Charakteristik für Gemisch von 3 Atm.,
- VI: berechnete Charakteristik für CO<sub>2</sub> von 3 Atm.

beweglichkeit besonders stark auswirken. Die Abweichungen werden mit steigendem Druck kleiner, wie die Messungen bei 8 Atm. zeigen.

Bei Argon konnte ein Vergleich der Messungen mit der Theorie nur für die Charakteristik von 1 Atm. durchgeführt werden, da die Werte des

Tabelle 2.

	Feldstärke in Volt/cm	$i/I$ berechnet	$i/I$ beobachtet	Differenz
Luft von 3 Atm. (Kurve III)	25,0	0,367	0,374	+ 0,007
	62,2	0,528	0,518	- 0,010
	167,8	0,730	0,714	- 0,016
	250,0	0,800	0,806	+ 0,006
	400,0	0,863	0,865	+ 0,002
	500,0	0,888	0,880	- 0,008
	600,0	0,904	0,891	- 0,013
	727,8	0,920	0,916	- 0,004
CO <sub>2</sub> von 1 Atm. (Kurve I)	1,8	0,416	0,405	- 0,011
	24,6	0,700	0,689	- 0,011
	47,8	0,796	0,805	+ 0,009
	96,7	0,879	0,888	+ 0,009
	121,1	0,901	0,907	+ 0,006
	166,7	0,924	0,911	- 0,013
	267,8	0,951	0,949	- 0,002
Luft-CO <sub>2</sub> -Gemisch von 1 Atm. (Kurve II)	5,2	0,652	0,627	- 0,025
	10,5	0,730	0,702	- 0,028
	60,3	0,915	0,905	- 0,010
	96,7	0,944	0,941	- 0,003
	132,2	0,958	0,945	- 0,013
	193,3	0,971	0,977	+ 0,006
	241,1	0,976	0,980	+ 0,004
H <sub>2</sub> von 2 Atm. (Kurve I)	0,67	0,927	0,660	- 0,267
	1,78	0,950	0,860	- 0,090
	5,33	0,973	0,931	- 0,042
	12,22	0,985	0,989	+ 0,004
	47,78	0,996	0,996	± 0,000
H <sub>2</sub> von 8 Atm. (Kurve III)	5,2	0,470	0,488	+ 0,018
	7,0	0,503	0,518	+ 0,015
	12,2	0,574	0,561	- 0,013
	17,6	0,628	0,631	+ 0,003
	24,6	0,680	0,676	- 0,004
	36,7	0,744	0,746	+ 0,002
	60,3	0,810	0,805	- 0,005
Argon von 1 Atm. (Kurve I)	0,5	0,992	0,502	- 0,490
	1,7	0,994	0,854	- 0,140
	3,4	0,996	0,947	- 0,049
	10,5	0,997	0,986	- 0,011
	17,3	0,998	0,991	- 0,007
	48,7	0,999	1,000	+ 0,001

Rekombinationskoeffizienten bei höheren Drucken nicht bekannt sind. Wie man sieht, läßt sich auch bei diesem Gas erst mit höheren Feldstärken Übereinstimmung erzielen, für kleine Feldstärken ergeben sich beträchtliche Abweichungen, die die gleiche Ursache haben wie bei Wasserstoff.



## g) Berechnung des Rekombinationskoeffizienten aus den Messungen.

Über die Druckabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten  $\alpha$  liegen bisher aus dem Bereich oberhalb einer Atm. nur wenige Messungen vor, und diese zeigen recht beträchtliche Abweichungen voneinander.

Aus den vorliegenden Untersuchungen kann nun ebenfalls  $\alpha$  berechnet werden; allerdings ist dabei zu berücksichtigen, daß nicht alle in die Rechnung eingehenden Konstanten mit genügender Genauigkeit bekannt sind. (Bei Wasserstoff und Argon wurde deswegen von der Berechnung abgesehen.) Es ist also fraglich, ob die absoluten Werte von  $\alpha$  zuverlässig sind, die Abhängigkeit vom Druck jedoch dürfte wohl durchaus richtig wiedergegeben sein.

Tabelle 3 gibt eine Übersicht über die bisher vorliegenden Werte von  $\alpha$  bei Luft und  $\text{CO}_2$ .

Tabelle 3.

Druck in Atm.	$\alpha \cdot 10^6$ von Luft			
	Mc. Clung	Langevin	Jaffé	Eigene Messungen
1	1,61	1,60	1,60	1,7
2	1,61	1,79	1,32	1,7
3	1,61	1,54	—	1,6
4	—	1,26	0,81	1,3
5	—	1,04	—	1,0
6	—	0,88	0,53	0,9

Druck in Atm.	$\alpha \cdot 10^6$ von $\text{CO}_2$		
	Langevin	Jaffé	Eigene Messungen
1	1,62	1,01	1,6
2	1,51	0,78	1,4
3	1,02	0,49	1,0
4	0,78	—	0,8

Die vorliegenden Untersuchungen wurden im Physikalischen Institut der Universität Leipzig durchgeführt. Es sei mir gestattet, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. G. Hoffmann, auch an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit, die ständige Anteilnahme an ihrem Fortgang und die zahlreichen, wertvollen Ratschläge herzlichst zu danken.

Auch der Firma Linde A.-G., München-Höllriegelskreuth, bin ich für die Überlassung einer größeren Menge Argons zu Dank verpflichtet.

## Ein thermodynamischer Weg zum Planckschen Strahlungsgesetz.

Von E. Lohr.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 25. Juli 1940.)

Nach sorgfältiger Klarstellung des Ausgangspunktes, wie er durch eine frühere Arbeit des Verfassers gegeben ist, wird gezeigt, daß die thermodynamisch nächstliegende Voraussetzung der Koexistenz eines „Strahlungsgases“ mit der zu untersuchenden Strahlung zum Rayleigh-Jeansschen Strahlungsgesetz führt. — Die den Erfolg entscheidende neue Annahme ersetzt das „Strahlungsgas“ durch ein Gasgemisch. Die Eigenschaften des zweiten Gases werden nach dem Grundsatz größtmöglicher und sinngemäßer Einfachheit bestimmt. Der Wert eines Energiequants ergibt sich zwangsläufig.

1. *Einleitung.* In meiner Arbeit über das Wiensche Verschiebungsgesetz<sup>1)</sup> habe ich für die Energie  $V\dot{u}$ , die Entropie  $V\dot{s}$ , und die *freie Energie* bei konstantem Drucke  $Zg$ , welche der Gesamtheit der unterhalb irgendeiner bestimmten Eigenschwingung  $\nu$  liegenden Eigenschwingungen der Hohlraumstrahlung entsprechen, die Ausdrücke

$$V\dot{u} = V\nu^4 \psi\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad V\dot{s} = Z \left[ \frac{1}{K} \int \frac{\nu}{T} \psi'\left(\frac{\nu}{T}\right) d\left(\frac{\nu}{T}\right) - C \right], \quad (1)$$

$$Zg = ZT \left[ C + \frac{1}{3K} \int f\left(\frac{\nu}{T}\right) d\left(\frac{\nu}{T}\right) \right] \quad (2)$$

abgeleitet. — Hierin bedeuten  $T$  die absolute Temperatur der Strahlung,

$$Z = KV\nu^3 \quad \text{mit} \quad K = \frac{8\pi}{3c^3} \quad (3)$$

die Anzahl der im Volumen  $V$  unterhalb  $\nu$  liegenden Eigenschwingungen des Rayleigh-Jeansschen elektromagnetischen Modells der Hohlraumstrahlung,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit, also  $K$  eine universelle Konstante.  $\psi\left(\frac{\nu}{T}\right)$  ist eine Funktion des Argumentes

$$\frac{\nu}{T} = x. \quad (4)$$

Ferner war:

$$\psi'\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{d\psi}{dx}, \quad (5)$$

$$u(\nu, T) = \frac{\partial \dot{u}}{\partial \nu} = \nu^3 [4\psi(x) + x\psi'(x)] = \nu^3 f(x). \quad (6)$$

$C$  in den Gleichungen (1) und (2) bedeutet eine Integrationskonstante.

<sup>1)</sup> E. Lohr, ZS. f. Phys. **103**, 454, 1936.

Die Voraussetzungen der Ableitung waren:

1. Es handelt sich um schwarze Strahlung, die Energiedichte der Gesamtstrahlung

$$\bar{u} = \int_0^{\infty} u \, d\nu \quad (7)$$

ist nur Funktion von  $T$  und dementsprechend  $\dot{u}$  nur Funktion von  $T$  und  $\nu$ .

2. Der Strahlungsdruck ergibt sich den Maxwell'schen Spannungen gemäß allgemein zu:

$$p = \frac{u}{3}. \quad (8)$$

3. Für die Anzahl der Eigenschwingungen gilt die Relation (3).

In dem Ansätze für umkehrbare Prozesse:

$$T d(V\dot{s}) + g dZ = d(V\dot{u}) + p dV \quad (9)$$

tritt  $dZ$  auf. Nach Formel (3) kann eine Änderung von  $Z$  grundsätzlich durch Volumenänderung oder durch Verschiebung der Frequenzgrenze  $\nu$  erfolgen; unter welchen Bedingungen sie *tatsächlich* stattfindet, darüber wird zunächst *nichts* ausgesagt.

Erfahrungsgemäß verwandelt sich Schwingungsenergie einer Frequenz nie *unmittelbar* in Schwingungsenergie einer anderen Frequenz. — Erst die Anwesenheit *mindestens* eines „Kohlestäubchens“ im Hohlraum bewirkt, natürlich nach hinreichend langer Zeit, die Energieverteilung der *schwarzen Strahlung*.

In meiner früheren Arbeit genügten allgemeine Überlegungen, um aus den Ansätzen herauszuholen, was herauszuholen war. — Für das Folgende ist es unerläßlich, die Bedingungen einer grundsätzlich möglichen, physikalischen Versuchsanordnung sauber herauszuarbeiten.

Der Raum I (Fig. 1) enthält Hohlraumstrahlung in Anwesenheit eines Kohlestäubchens bei konstant gehaltener Temperatur, demnach schwarze Strahlung dieser Temperatur. — Der Raum II steht mit dem Raume I durch eine für Frequenzen bis  $\nu$  durchlässige, darüber hinaus undurchlässige Wand in Verbindung. — Soll zwischen I und II thermodynamisches Gleichgewicht herrschen, so müssen die Gleichgewichtsbedingungen auch für *jede* Frequenz *unterhalb*  $\nu$  erfüllt werden. — Jede Frequenz unterhalb  $\nu$  kann ja selbst wieder als obere Grenze eines Systems von Eigenschwingungen angesehen werden, für welches die Überlegungen der früheren Arbeit zutreffen.

Halten wir, was vorerst angenommen werden soll, die an ihrer inneren Oberfläche nicht durchweg spiegelnden Wände von I mittels eines Wärmereservoirs auf konstanter Temperatur, so bewirkt unsere Versuchsanordnung,

daß den Raum II bei vollkommen spiegelnden Wänden und *ohne* Kohlestäubchen eine schwarze Strahlung derselben Temperatur erfüllt, die aber bei der Frequenz  $\nu$  abbricht. — Ändern wir mittels des beweglichen Kolbens das Volumen von II, so muß Strahlung „aller“ Frequenzen unterhalb von  $\nu$  durch die semipermeable Wand treten, da ja der hinzugekommene bzw. verlorengegangene Raumteil auch Strahlung aller Frequenzen unterhalb  $\nu$  enthalten muß bzw. enthielt. — Wird hingegen, was wir als grundsätzlich durchführbar ansehen dürfen, die Permeabilität der Wand um  $d\nu$  nach

höheren oder niedrigeren Frequenzen verschoben, so wird lediglich Strahlung des Intervalls  $\nu$  bis  $\nu + d\nu$  von I nach II oder in umgekehrter Richtung übertreten.

Formelmäßig erhalten wir aus der Relation (3):

$$dZ = K\nu^3 dV + 3K\nu^2 V d\nu. \quad (10)$$

Anschaulich erkennt man aus der bekannten Herleitung der Formel (3)<sup>1)</sup>, da zwar stets das Vorhandensein einer hinreichend großen, aber doch einer abzählbaren Menge von Eigenschwingungen vorausgesetzt wird, daß in jedem Frequenzintervall noch Frequenzlücken bleiben. — Diese können

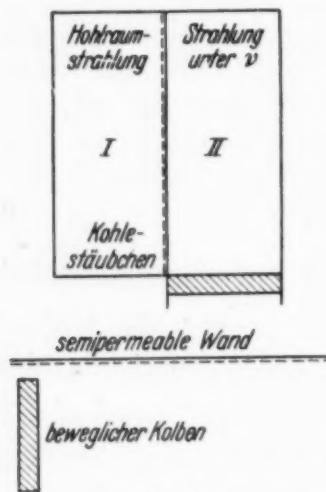


Fig. 1.

bei Volumenänderungen durch neue Eigenfrequenzen ausgefüllt bzw. es kann die Anzahl der Lücken vermehrt werden, woran man sich erinnern muß, wenn von dem Übertritt von Eigenfrequenzen aus I nach II oder in umgekehrter Richtung gesprochen wird. — Natürlich muß auch, wenn oben von der Strahlung „aller“ Frequenzen unterhalb  $\nu$  die Rede war, das jetzt dahin verstanden werden, diese Strahlung verteile sich auf Eigenschwingungen, deren Frequenzen in dem betrachteten Bereiche zwar sehr dicht beieinander liegen, ihn aber niemals kontinuierlich erfüllen. Die Einführung der Eigenschwingungen zur theoretischen Erfassung der Hohlraumstrahlung bringt eben *das* diskontinuierliche Element in diese Untersuchungen herein.

So wenig es etwa im Rahmen der Korpuskulartheorie der Elektrizität eine im strengen Sinne kontinuierlich verteilte Ladung gibt, so wenig gibt es für eine aus Eigenschwingungen aufgebaute Hohlraumstrahlung in strengem Sinne kontinuierlich verteilte Frequenzen.

<sup>1)</sup> Vgl. etwa C. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, 3. Band, 1. Teil, S. 790 u. f.



Stets hat man ferner zwischen der *Möglichkeit* des Auftretens einer Eigenschwingung und ihrer tatsächlichen *Anregung* zu unterscheiden. Besonders deutlich wird das durch die unangeregten Schwingungen oberhalb  $\nu$  im Raume II.

Der „Übertritt“ einer Eigenschwingung bedeutet an sich zwar nur den *Energieverlust* auf der einen und den entsprechenden *Energiegewinn* auf der anderen Seite. Dieser Energieaustausch erscheint aber einerseits auf die Eigenschwingungen des gleichen Frequenzintervalls beschränkt und entspricht andererseits dem *völligen* Abklingen der Schwingungsenergie der „ausgetretenen“ Eigenschwingung, wofür durch das „Eintreten“ der Eigenschwingung in den anderen Raum die entsprechende, der Möglichkeit nach dort schon vorhanden gewesene Eigenschwingung des anderen Raumes mit der *vollen*, dem Gleichgewichtszustande zugehörenden Energie *angeregt* wird. Hierdurch erscheint im ursächlichen Zusammenhange mit der Existenz diskreter Eigenschwingungen, bei derartigen Vorgängen, auch der „quantenhafte“ *Energieaustausch* schon vorgebildet.

2. Das Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz. Tritt eine Eigenfrequenz aus I nach II über, so wird sie, unter den gemachten Voraussetzungen und im Sinne der soeben durchgeführten Überlegungen, durch die aus den Wänden des Raumes I austretende Strahlung ersetzt. Damit ist aber für die gesuchte Energieverteilung innerhalb der schwarzen Strahlung nichts gewonnen. Wir bedürfen einer genau formulierten Annahme über die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie. Diese Annahme kann durch die Forderung ersetzt werden, daß auf die Eigenschwingungen des Rayleigh-Jeansschen Modells das *Äquipartitionsgesetz* der kinetischen Theorien der Materie unmittelbar anzuwenden sei<sup>1)</sup>. Dabei entfällt dann auf jeden Freiheitsgrad eine elektromagnetische Energie vom Betrage  $kT$  (worin  $k$  die Boltzmannsche Konstante bezeichnet).

Mit Rücksicht auf den in der Folge einzuschlagenden *thermodynamischen* Weg wird es vorteilhaft sein, schon hier diese mehr summarische Voraussetzung durch eine *gleichwertige Koexistenzforderung* zu ersetzen. — Wir verlangen, daß die Strahlung des Raumes II in Fig. 2 sich mit einem im Raume III enthaltenen Gase im thermodynamischen Gleichgewicht befinde. — Dieses Gas wollen wir „*Strahlungsgas*“ nennen. „In der Auswahl seiner Eigenschaften sind wir prinzipiell durch nichts beschränkt, ja, es kommt nicht einmal darauf an, ob es in der Natur wirklich irgendwo realisiert ist, sondern nur darauf, ob seine Eigenschaften mit den Natur-

<sup>1)</sup> Siehe etwa wieder C. Schaefer, a. a. O., S. 793.

gesetzen verträglich sind.“ Wir haben soeben eine Äußerung M. Plancks zitiert, die er in seiner „*Wärmestrahlung*“ (4. Aufl., S. 137) über den seinen Untersuchungen zugrunde gelegten materiellen Körper macht. Wir nehmen also an, daß sich die Eigenschwingungen des Raumes II durch den in diesem Sinne semipermeablen Kolben hindurch in „Teilchen des Strahlungsgases“ *verwandeln* können und umgekehrt. — Hierdurch erst kommt es ja über die Temperatur- und Druckgleichheit hinaus zur Erfüllung einer besonderen Gleichgewichtsbedingung und damit zur Verwertung der für das Wiensche Verschiebungsgesetz charakteristischen Form (2) der freien Energie bei

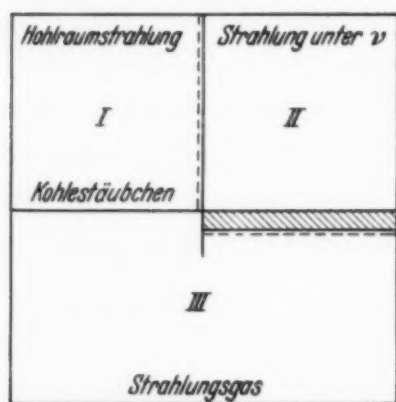


Fig. 2.

konstantem Druck im Raume II. Als *Folge* der Existenz diskreter Eigenschwingungen werden wir dabei zur Annahme diskreter „Teilchen“, zumindest in der Form *diskreter Teilenergien* des Strahlungsgases, das wir natürlich als *ideales Gas* behandeln wollen, veranlaßt. Im übrigen besteht ein Vorteil der thermodynamischen Methode ja gerade darin, daß es sich im wesentlichen um *Energiebilanzen* der Gleichgewichte handelt, während auf Einzelheiten des *Reaktionsmechanismus*

nicht eingegangen werden muß. Man denke etwa an die Ableitung des Massenwirkungsgesetzes! Insbesondere brauchen wir bei der Anwendung der thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen von der *Verwandelbarkeit* der Strahlungsgasteilchen in Eigenschwingungen und umgekehrt *nur* die *energetische* Seite. — Austritt eines Strahlungsgasteilchens aus dem Raum III bedeutet jedenfalls, daß es seine gesamte, voraussetzungsgemäß ausschließlich *thermische* Energie abgegeben hat und damit im gleichen Sinne zu „*existieren*“ aufhörte, wie eine unangeregte Eigenschwingung.

Ob es sich bei unserem Strahlungsgas letzten Endes um irgendeine Form von Schwingungsenergie (oder sonst eine Zustandsenergie im Sinne der Kontinuumstheorie) oder aber um die kinetische Energie einer besonderen Art korpuskularer Träger handelt, bleibt für die methodische Brauchbarkeit dieses Gases im gegebenen Zusammenhange solange gleichgültig, als für es die Gesetze der idealen Gase zutreffen. — Wer eine anschauliche Vorstellung haben will, mag ruhig Korpuskeln annehmen, die samt ihrem Energieinhalt von III nach II übertreten, jedoch nach Abgabe ihrer Gesamtenergie im oder am semipermeablen Körper verbleiben. — Bei der Rückkehr in den Raum III würde sich dann der umgekehrte Vorgang abspielen müssen.

Beträgt die Anzahl der Teilchen (die Bezeichnung „Moleküle“ vermeiden wir hier absichtlich)  $Z'$ , die Anzahl der Freiheitsgrade *eines* Teilchens  $n$ , so erhalten wir nach dem *Äquipartitionssatz* im Raume III für die Energie:

$$U' = \frac{1}{2} n Z' k T. \quad (11)$$

Für die Entropie folgt mit Benutzung der Gasgleichung

$$pV' = Z' k T \quad (12)$$

die Relation:

$$S' = Z' k \left[ \frac{1}{2} (n + 2) \ln T - \ln p + s_0 \right] \quad (13)$$

und für die *freie Energie bei konstantem Druck*

$$\begin{aligned} G' &= U' + pV' - TS' = Z' g' \\ &= Z' k T \left\{ \left[ \frac{1}{2} (n + 2) - s_0 \right] - \left[ \frac{1}{2} (n + 2) \ln T - \ln p \right] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Im *thermodynamischen Gleichgewichte* muß die Temperatur im Gesamtsystem, ferner müssen der Druck und die einander entsprechenden freien Energien in den Räumen II und III übereinstimmen. — Die Druckgleichheit erfordert nach (1), (4) und (8):

$$p = \frac{\dot{u}}{3} = \frac{T^4}{3} x^4 \psi(x). \quad (15)$$

Mit Rücksicht auf die Form der Funktion  $g$  in Gleichung (2) darf der zweite Klammernausdruck auf der rechten Seite von (14) nur eine Funktion von  $x$  sein. — Wir *müssen* demnach

$$\frac{1}{2} (n + 2) = 4 \quad \text{also} \quad n = 6 \quad (16)$$

setzen, dann folgt mit Benutzung von (15):

$$\frac{1}{2} (n + 2) \ln T - \ln p + s_0 = s_0 + \ln 3 - \ln (x^4 \psi(x)). \quad (17)$$

Soll wieder auf je eine Eigenschwingung der *zwei* kinetischen Freiheitsgraden entsprechende Energiebetrag entfallen, so werden wir wegen (16):

$$3 dZ' = -dZ \quad (18)$$

verlangen müssen. — Die Forderung der Gleichheit der entsprechenden freien Energien ergibt dann nach (2), (14), (17) und (18) die Relation:

$$\frac{1}{3} T k [4 - s_0 - \ln 3 + \ln (x^4 \psi(x))] = T \left[ C + \frac{1}{3K} \int f(x) dx \right], \quad (19)$$

woraus:

$$3 C = k (4 - s_0 - \ln 3) \quad (19')$$

und

$$k \ln (x^4 \psi(x)) = \frac{1}{K} \int f(x) dx \quad (19'')$$

folgt. — Die erste Relation kann mittels der Entropiekonstante  $s_0$  stets erfüllt werden. — Beachten wir, daß

$$x^4 \psi(x) = \frac{\dot{u}}{T^4}$$

ist, so erhalten wir aus (19'') durch Differentiation nach  $v$  bei konstantem  $T$  gemäß Gleichung (6):

$$\frac{k}{\dot{u}} \frac{\partial \dot{u}}{\partial v} = \frac{k}{\dot{u}} v^3 f(x) = \frac{1}{KT} f(x).$$

Dem entspricht aber:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= K v^3 k T = \frac{8\pi}{3c^3} v^3 k T, \\ \frac{\partial \dot{u}}{\partial v} &= u = \frac{8\pi}{c^3} v^2 k T \end{aligned} \quad (20)$$

das Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz, wie ja zu erwarten war.

Aus der Art und Weise, sowie dem Erfolge dieser Ableitung erhellen auch am besten Sinn und Zweck der gewählten, in der Folge weiter zu entwickelnden Versuchsanordnung, einschließlich der Einführung des „Strahlungsgases“.

Um auch noch die hier interessierenden *energetischen Verhältnisse* innerhalb des Gesamtsystems eigens in Erscheinung treten zu lassen, nehmen wir das System der Fig. 2 als nach außen *abgeschlossen* an so, daß seine Gesamtentropie bei umkehrbaren Zustandsänderungen konstant bleibt. — Wir wollen und können uns dabei auf isotherm-isobare Zustandsänderungen ( $T$  und  $x$  bleiben konstant) beschränken.

Im Raume I ändert sich dann gar nichts. Im Raume II ist:

$$d(TS) = \dot{u} dV + p dV - g dZ. \quad (21)$$

Im Raume III erhalten wir nach (13), (17) und (19'):

$$d(TS') = dZ' 4kT - 3 dZ' T \left[ C + \frac{k}{3} \ln(x^4 \psi(x)) \right]. \quad (21')$$

Aus (12) folgt

$$p dV' = k T dZ', \quad (22)$$

bei konstantem  $p$  und  $T$  muß sich also  $V'$  ändern, wenn sich  $Z'$  ändert. Aus (22) und (15) erhalten wir weiter:

$$3 k T dZ' = 3 p dV' = \dot{u} dV' = - \dot{u} dV = - d(\dot{u} V), \quad (23)$$

da wegen der Abgeschlossenheit des Systems und gemäß unserer Abbildung:

$$V + V' = \text{konst} \quad (24)$$

bleibt. — Gleichung (23) spricht einfach die Tatsache aus, daß jedes von III nach II übergehende Teilchen der inneren Energie des Raumes II seine Eigenenergie  $3 k T$  zuführt.



Aus (24) folgt auch:

$$pdV + pdV' = 0. \quad (25)$$

Wegen (18) und (19) heben sich die letzten Glieder, wegen (23), (22) und (24) die übrigen Glieder der rechten Seiten von (21) und (21') gegenseitig fort. — Es ergibt sich also tatsächlich, wie es für ein abgeschlossenes System sein muß:

$$d(TS + TS') = 0 \quad \text{oder} \quad d(S + S') = 0. \quad (26)$$

Um im Raume II die Frequenzbegrenzung bei  $\nu$  aufrechtzuerhalten, müssen seine Wände, abgesehen von ihrer Semipermeabilität für den zugelassenen Eigenschwingungsbereich, als vollkommen spiegelnd vorausgesetzt werden. — Da er überdies nur Strahlung enthalten, also evakuiert sein soll, wird jeder Temperatúrausgleich zwischen II und III, in unmittelbar ersichtlicher Weise, stets über den Raum I erfolgen. — Die Wände des Raumes III müssen, damit er strahlungsfrei bleibe, ebenfalls vollkommen spiegelnd sein. Trotzdem können wir, da dieser Raum ein Gas enthält, die notwendige Voraussetzung der Wärmedurchlässigkeit seiner Trennungswand gegen den Raum I machen. Auf der Seite des Raumes I darf die Trennungswand dann natürlich kein vollkommener Spiegel sein.

3. *Das Plancksche Strahlungsgesetz.* Wir haben bisher lediglich das Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz auf einem Wege wiedergewonnen, der nur wenig von dem üblichen abweicht und wir sind diesen Weg mit einer fast ängstlichen Sorgfalt gegangen. — Der Grund für diese Sorgfalt liegt in dem Bedürfnis, die nun folgende Umlegung des Weges einesteils hinreichend zu fundieren, anderenteils sie, vom hier gewählten *thermodynamischen* Standpunkte aus, als weitgehend vorgezeichnet zu erweisen.

Zunächst ist es klar, daß wir, um von dem unzulänglichen Rayleigh-Jeansschen Strahlungsgesetz loszukommen, die Druckgleichheit zwischen den Räumen II und III aufgeben müssen. Da nach (22) (bei konstantem  $p$  und  $T$ ) jede Änderung der Teilchenzahl auch eine Volumenänderung bedingt, werden wir eine Kolbenverbindung nicht entbehren können, sie aber jetzt zwischen I und III anbringen, während wir zwischen II und III nur die semipermeable Wand belassen. — Die Druckgleichheit zwischen I und III erfordert dann:

$$p = \frac{\bar{u}}{3} = \frac{a T^4}{3} \quad (27)$$

worin  $a = \text{const.}$  Indem wir die Relation (16) aufrechterhalten, eliminieren wir aus  $g'$  wieder das wegen (2) bei der Erfüllung der Koexistenzbedingung unbrauchbare, in  $T$  enthaltende Glied. Es wird aber nun  $g'$  einfach mit  $T$  proportional oder überhaupt Null. — Diese Form von  $g'$  würde die

Koexistenz von III mit der gesamten schwarzen Strahlung des Raumes I ermöglichen. — Wir brauchen jedoch gerade die Koexistenz mit der frequenzbegrenzten Teilstrahlung des Raumes II, wenn es uns gelingen soll, mit unserer Versuchsanordnung wie mit einer „Sonde“ die Frequenzabhängigkeit der Energie der schwarzen Strahlung zu ermitteln. — Um da weiterzukommen, gibt es von dem hier einmal eingenommenen Standpunkt aus, soweit ich sehen kann, *nur einen einfachen* Ausweg. Nur ein Teil des im Raume III befindlichen Gases darf befähigt sein, durch die semipermeable Wand mit dem Raume II in Wechselwirkung zu treten, dann wird auch nur die diesem Teile entsprechende freie Energie für das Gleichgewicht mit II in Frage kommen. Nahegelegt wird eine solche Annahme auch durch den Umstand, daß ja der Raum II ebenfalls nur einen Teil der Gesamtstrahlung, nämlich den unter der Frequenzgrenze  $\nu$  liegenden Teil enthält. Gerade diese formale Zweiteilung der Gesamtstrahlung läßt die Abhängigkeit von der Frequenz in Erscheinung treten. Da nun irgendeine formale Unterteilung des in sich gleichartigen Strahlungsgases, schon mit Rücksicht auf das Gibbssche Paradoxon, keine Aussicht auf Erfolg bietet, denken wir uns dem Strahlungsgase in III ein *gewöhnliches materielles Gas zugemischt*. — Voraussetzungsgemäß wird dieses Gas nicht durch die semipermeable Wand treten und sich nicht in Eigenschwingungen der Strahlung umsetzen können, sinngemäß wird man dann auch seine Verwandelbarkeit in Strahlungsgas ausschließen. Sinnlos wäre es aber, das neue Gas, ohne jede *wesentliche* Beziehung zur Strahlung, nur eben da sein zu lassen. — Wir wollen demnach von der uns verbleibenden Möglichkeit, daß das neue Gas dem Strahlungsvorgange *Energie* zur Verfügung stelle, Gebrauch machen. Wir wollen uns gleich klarmachen, daß diese Energiequelle für die neue Versuchsanordnung sogar unerläßlich ist. — Es trifft ja jetzt Gleichung (23) für die Energie  $\bar{U} = \bar{u}\bar{V}$  des Raumes I zu. Dem Raume I und *nicht* dem Raume II kommt nunmehr letzten Endes, d. h. nach erfolgtem Temperaturausgleich, die ganze Eigenenergie der nach II übergetretenen, in Eigenschwingungen umgesetzten Teilchen des Strahlungsgases zugute. Der Raum I müßte sich ja sonst bei Volumenvergrößerung abkühlen. Nur die aus dem zugemischten Gase stammende zusätzliche Energie kann im Raume II verbleiben. — Ohne eine solche würde sich also die Energie des Raumes II bei unserem Versuch überhaupt nicht ändern und dieser damit seine Eignung als „Sonde“ zur Erforschung der Funktion  $\bar{u}$  zu dienen, verlieren. Wir bemerken gleich hier, daß unter diesen Umständen kein Grund mehr für die Erwartung besteht, daß sich je ein Teilchen des Strahlungsgases gerade in je drei Eigenschwingungen umsetze. Bezeichnen wir



haltend, *alle* erforderlichen Annahmen entwickelt und brauchen *nur noch zu rechnen*.

Für die Energie, Enthalpie, Entropie und freie Energie bei konstantem Druck des „angeregten“ Gases im Raume III können wir die für jedes ideale Gas geltenden allgemeinen Ansätze einfach hinschreiben:

$$U_1 = Z_1 [u_1(T) + u_0], \quad (30)$$

$$J_1 = Z_1 [u_1(T) + kT + u_0], \quad (30')$$

$$S_1 = Z_1 [s_1(p, T) - k \ln c_1], \quad (30'')$$

$$G_1 = Z_1 [g_1(p, T) + kT \ln c_1 + u_0]. \quad (30''')$$

Hierin bedeutet  $p$  den durch (27) bestimmten Gesamtdruck und

$$c_1 = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (31)$$

die Konzentration des angeregten Gases. — Die übrigen Bezeichnungen sind unmittelbar verständlich. Die entsprechenden Ansätze für das im Raume IV befindliche unangeregte Gas müssen dann lauten:

$$U^* = Z^* u_1(T), \quad J^* = Z^* [u_1(T) + kT], \quad (32)$$

$$S^* = Z^* s_1(p, T), \quad G^* = Z^* g_1(p, T), \quad (32')$$

worin  $Z^*$  die Anzahl der Moleküle im Raume IV bedeutet.

Selbstverständlich gilt:

$$-dZ_1 = dZ^*. \quad (33)$$

Im thermodynamischen Gleichgewicht müssen außer  $p$  und  $T$  die freien Energien pro Molekül in den beiden Räumen übereinstimmen. — Aus (30''') und (32') erhalten wir demnach:

$$g_1(p, T) + kT \ln c_1 + u_0 = g_1(p, T). \quad (34)$$

Die Gleichgewichtskonzentration ist also:

$$c_1 = e^{-\frac{u_0}{kT}}. \quad (34')$$

Die den Formeln (30) bzw. (32) entsprechenden Funktionen des Strahlungsgases werden mit Benutzung von (27), indem wir jetzt

$$k \left( 4 + \ln \frac{a}{3} - s_0 \right) = C \quad (35)$$

setzen, lauten:

$$U_2 = Z_2 3kT, \quad J_2 = Z_2 4kT, \quad (36)$$

$$S_2 = Z_2 k \left[ 4 - \frac{C}{k} - \ln c_2 \right], \quad (36')$$

$$G_2 = Z_2 T [C + k \ln c_2]. \quad (36'')$$



Mit Rücksicht auf (29) erfordert das thermodynamische Gleichgewicht zwischen II und III außer übereinstimmender Temperatur (der Druck im Raume II bleibt bei der jetzigen Versuchsanordnung frei) nach (2) und (36''):

$$T[C + k \ln c_2] = T\left[C + \frac{1}{3K} \int f(x) dx\right], \quad (37)$$

also

$$k \ln c_2 = \frac{1}{3K} \int f(x) dx. \quad (37')$$

Für die Konzentration  $c_2$  folgt aus (34')

$$c_2 = 1 - c_1 = 1 - e^{-\frac{u_0}{kT}}. \quad (38)$$

Nach (37') kann  $c_2$  lediglich eine Funktion von  $x = \nu/T$  sein. — Daraus folgt zwangsläufig, daß  $u_0$  mit der Frequenzgrenze  $\nu$  proportional ist. Da es sich bei der Energiedichte der schwarzen Strahlung um eine universelle Funktion von  $T$  und  $\nu$  handelt, wird auch der Proportionalitätsfaktor, wir können ihn  $h$  nennen, eine universelle Konstante sein müssen. — Um also die Gleichgewichtsbedingung (37') überhaupt erfüllen zu können, sind wir jedenfalls gezwungen,

$$u_0 = h\nu \quad (39)$$

zu setzen. — Man beachte, daß das diskontinuierliche Element, wie früher betont, schon durch die Einführung der Eigenschwingungen des Rayleigh-Jeansschen Modellraumes gegeben war und daher schon den Vorstellungen, die zur Ableitung des Rayleigh-Jeansschen Strahlungsgesetzes führten, zugrunde lag. — Die Annahme einer konstanten Zusatzenergie  $u_0$  pro angeregten Molekül bedingt in dieser Hinsicht nichts grundsätzlich Neues.

Gehen wir mit (38) und (39) in die Gleichung (37') und differenzieren sie dann beiderseits nach  $x$ , so folgt:

$$k \frac{1}{c_2} \frac{\partial c_2}{\partial x} = \frac{h e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} = \frac{h}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{1}{3K} f(x) = \frac{c^3}{8\pi} f(x). \quad (40)$$

Mit Benutzung der Gleichung (6) erhalten wir dann schließlich:

$$u(\nu, T) = \nu^3 f(x) = \frac{8\pi}{c^3} \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (41)$$

das Plancksche Strahlungsgesetz.

Damit haben wir die gestellte Aufgabe gelöst, es lohnt aber auch jetzt wieder, die energetischen Verhältnisse noch besonders herauszuarbeiten. — Wie früher, gehen wir von der Tatsache aus, daß die Gesamtentropie eines nach außen abgeschlossenen Systems bei umkehr-

baren Zustandsänderungen konstant bleibt. Da Temperaturstrahlung bei unveränderter Temperatur unverändert andauert, kommen für unsere Zwecke nur Zustandsänderungen in Frage die *isotherm* und dann wegen (27) auch *isobar* erfolgen. Lediglich im Raume II tritt an die Stelle der Druckkonstanz die *Volumenkonstanz*.

Umkehrbare Zustandsänderungen führen durch lauter Gleichgewichte, daher muß

$$\frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} = e_1 = e^{-\frac{h\nu}{kT}} = \text{konst} \quad (42)$$

bleiben. — Setzen wir

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \varepsilon = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \text{konst}, \quad (42')$$

so muß

$$dZ_1 = \varepsilon dZ_2 \quad (42'')$$

sein. — Wegen (33) folgt aus (30'') und (32'):

$$d[T(S_1 + S^*)] = -dZ_1 kT \ln e_1 = dZ_1 h\nu. \quad (43)$$

Gleichung (22) nimmt mit (28) jetzt die Form an:

$$p dV' = kT (dZ_1 + dZ_2), \quad (44)$$

anders geschrieben:

$$p (dV')_1 = kT dZ_1, \quad p (dV')_2 = kT dZ_2. \quad (44')$$

Wegen (33) wird  $(dV')_1$  durch die entgegengesetzt gleiche Volumenänderung des Raumes IV kompensiert, so daß für die Volumenänderung  $d\bar{V}$  des Raumes I

$$-p d\bar{V} = p (dV')_2 = kT dZ_2 \quad (45)$$

zutreffen muß, woraus weiter:

$$-3p d\bar{V} = -a d\bar{V} = 3kT dZ_2 \quad (45')$$

folgt. — Mit Verwendung dieser Relationen und (36') erhalten wir, da im Raume I

$$Td\bar{S} = a d\bar{V} + p d\bar{V}$$

ist:

$$d[T(\bar{S} + S_2)] = -dZ_2 T [C + k \ln c_2]. \quad (46)$$

Für den Raum II, dessen Volumen  $V$  konstant bleibt, wird

$$d(TS) = dU - g dZ. \quad (47)$$

Die Relationen (43), (46) und (47) ergeben zusammen:

$$\begin{aligned} 0 &= d[T(\bar{S} + S + S_1 + S_2 + S^*)] \\ &= dU - g dZ - T[C + k \ln c_2] dZ_2 + h\nu dZ_1. \end{aligned} \quad (48)$$

Da sich die beiden mittleren Glieder gemäß (2), (29) und (37) fortheben, verbleibt:

$$dU + h\nu dZ_1 = 0. \quad (48')$$

Nach (42''), (29) und (42') wird weiter:

$$dU = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1} dZ. \quad (49)$$

Das besagt: jede neu hinzukommende Eigenschwingung empfängt die Energie

$$\frac{h\nu}{e^{kT} - 1}.$$

Da das Volumen  $V$  des Raumes II konstant gehalten werden mußte, können wir mit (10) auch schreiben:

$$dU = V \frac{\partial \bar{u}}{\partial \nu} d\nu = \frac{1}{3K\nu^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \nu} dZ, \quad (49')$$

was wegen (41) tatsächlich mit (49) identisch ist.

Man beachte, daß, wie schon erörtert, bei konstantem Volumen zur Strahlung des Raumes II nur Eigenschwingungen des Frequenzbereiches  $\nu$  bis  $\nu + d\nu$  hinzukommen. Für *solche* Eigenschwingungen also hat der auf jede Eigenschwingung entfallende Energiebetrag den durch (49) gegebenen Wert. — Der Grund für diese Energiebilanz liegt hier in dem Umstande, daß bei Erhaltung des thermodynamischen Gleichgewichts nach (29) und (42'') mit dem Freiwerden *eines* „Energiequants“  $h\nu$  das Auftreten von  $1/\varepsilon$  *neuen* Eigenschwingungen im Raume II verbunden ist. — Natürlich kann dieser Vorgang auch im umgekehrten Sinne verlaufen.

4. *Schlußbemerkung über den Zusammenhang mit der klassischen Statistik.* Es ist vielleicht nicht uninteressant, wenn wir uns noch klarmachen, daß die aus der Gleichung (34') folgende Konzentration der „angeregten“ Moleküle genau mit jener übereinstimmt, welche sich nach der *klassischen Statistik* ergeben würde, wenn sich unangeregte Moleküle und solche aller möglichen Anregungsstufen in einem Raume V miteinander im statistischen Gleichgewichte befänden. Wir setzen voraus, daß jedes unserer Moleküle unabhängig von seiner kinetischen Energie, deren Verteilung auf die einzelnen Moleküle uns hier nicht interessiert und außer Betracht bleiben kann, einer diskreten, aber unbeschränkten Reihe von Anregungsstufen  $u_i$  für  $i = 1, 2, \dots$  fähig ist. — Wir präzisieren diese Voraussetzung noch dahin, daß nicht nur jeder mögliche Zustand des Moleküls einer bestimmten Anregungsenergie, sondern auch jede Anregungsenergie nur *einem* bestimmten Zustande entsprechen solle. — Die Anzahl der Moleküle mit der Anregungs-

energie  $u_i$  sei  $N_i$ , die Gesamtzahl der Moleküle sei  $N$  und die gesamte unter den gegebenen Umständen verfügbare Anregungsenergie betrage:

$$\sum_i N_i u_i = E, \quad \sum_i N_i = N. \quad (50)$$

Nach den bekannten Überlegungen der *klassischen* Statistik<sup>1)</sup> erhält man dann:

$$N_i = N \alpha e^{-\frac{u_i}{kT}}, \quad (51)$$

worin die Konstante  $\alpha$  ersichtlich durch

$$\frac{1}{\alpha} = \sum_i e^{-\frac{u_i}{kT}}$$

bestimmt wird. — Für die Anzahl der unangeregten Moleküle erhalten wir aus (51):

$$N_0 = N \alpha. \quad (51')$$

Denken wir uns den Raum V noch durch eine semipermeable Wand, welche nur Moleküle *einer* bestimmten Anregungsstufe  $u_i$  hindurchläßt, mit dem Raume III, und durch eine zweite semipermeable Wand, die nur unangeregte Moleküle hindurchläßt, mit dem Raume IV verbunden. Im thermodynamischen Gleichgewicht müssen offenbar die zugehörigen *Partialdrucke* beiderseits der semipermeablen Wände übereinstimmen. Ist  $P$  der Gesamtdruck im Raume V und  $p$  wieder der Gesamtdruck in den Räumen III und IV, so muß also:

$$P \frac{N_i}{N} = p c_1, \quad P \frac{N_0}{N} = p \quad (52)$$

sein. — Geht man mit (51) und (51') in diese Relationen, so erhält man, wie es sein soll:

$$c_1 = \frac{N_i}{N_0} = e^{-\frac{u_i}{kT}}. \quad (53)$$

Die Bedeutung des Planckschen Strahlungsgesetzes, zu dessen theoretischer Begründung Max Planck erstmals seine für die moderne Physik fundamentale Quantenhypothese formulierte, kann gar nicht überschätzt werden. — Eben dieser Bedeutsamkeit wegen schien es mir nicht überflüssig, einen wesentlich thermodynamischen Weg aufzuzeigen, dessen Linienführung einfach genug verläuft, um es denkbar erscheinen zu lassen, daß das Plancksche *Strahlungsgesetz* auch auf diesem Wege hätte aufgefunden werden können.

Brünn, Physikal. Institut der Deutschen Technischen Hochschule,  
Juni 1940.

<sup>1)</sup> Vgl. etwa M. Planck, Theorie der Wärme, S. 195 u. f.



(Aus dem Forschungs-Institut der AEG, Berlin.)

## Beugungsversuche mit sehr feinen Elektronenstrahlen.

Von H. Boersch.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 14. August 1940.)

Mit sehr feinen, durch Ausblendung hergestellten Elektronenstrahlen werden der kristalline Aufbau von Blattgoldfolien,  $\text{NH}_4\text{Cl}$ - und  $\text{NaCl}$ -Schichten untersucht, Asymmetrien des Primärstrahls bei Durchstrahlung der Blattgoldfolien festgestellt und bisher unbekannte Aufladungserscheinungen isolierender Folien gefunden. — Ein Verfahren zur Feststellung des Ursprungsortes des Beugungsdiagramms auf dem Objekt wird angegeben.

In den üblichen Elektronenbeugungsgeräten besitzt der Elektronenstrahl im Objekt einen Durchmesser von etwa 0,1 mm. Die Herstellung dieses Strahles erfolgt gewöhnlich durch zwei Blenden von je 0,1 mm Durchmesser, die sich in einem Abstand von etwa 10 bis 40 cm voneinander befinden. Durch die Strahldivergenz, die sich aus den jeweiligen Abmessungen ergibt, wird der Strahl auf der 30 cm vom Objekt entfernten Photoschicht auf etwa 0,7 bzw. 0,2 mm Durchmesser verbreitert. Um die Untersuchung kleinerer Objektbezirke zu ermöglichen und das Auflösungsvermögen zu steigern, wurden vom Verfasser Durchmesser und Divergenz des Elektronenstrahles mit Hilfe feinerer Blenden wesentlich verkleinert.

*Versuchsanordnung.* Die Schwierigkeit in der Verwendung von Blenden eines kleineren Durchmessers als 0,1 mm besteht, außer in ihrer Herstellung, darin, sie peinlichst sauber und gratfrei zu halten, um Störungen durch Streuung und Aufladung an etwaigen Verunreinigungen zu vermeiden. Durch Streuung an einzelnen Verunreinigungen kann schon bei 0,1 mm Blenden ein allgemeiner störender Schleier des Interferenzbildes verursacht werden. Durch Aufladung der Verunreinigungen kann der Elektronenstrahl stark verbreitert oder sogar am Durchgang durch die Öffnung gehindert werden. Diese Störungsmöglichkeiten treten um so mehr in Erscheinung, je kleiner die Blende wird. Nachträgliche Säuberungsversuche werden gleichfalls um so schwieriger und im Erfolg ungewisser, je mehr der Blendendurchmesser verringert wird<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Zur Umgehung dieser Schwierigkeiten wurde schon vor einiger Zeit ein Verfahren (H. Boersch, Ann. d. Phys. **27**, 75, 1936) ausgearbeitet, bei dem infolge elektronenoptischer Maßnahmen nur Blenden größeren Durchmessers verwendet zu werden brauchten. Allerdings war hiermit auch ein größerer experimenteller Aufwand verbunden.

Es zeigte sich nun, daß bei Blenden von 5 bis 10  $\mu$  Durchmesser, die die Firma C. Zeiss durch Herrn Dr. Loos dem Verfasser zur Verfügung stellte<sup>1)</sup>, derartige Störungen nur selten auftraten. Die Sauberkeit dieser Blenden war von vornherein durch die Besonderheit ihres Herstellungsverfahrens gewährleistet, so daß sich ihre nachträgliche Säuberung erübrigte.

Die geplante Verkleinerung des Strahldurchmessers und seiner Divergenz führen zu einer Intensitätsverminderung des Elektronenstrahles, die sich nachteilig bei der Strahl- und Objektjustierung äußern wird. Daher mußte besonderer Wert auf intensive und leicht justierbare Elektronenbündel gelegt werden. Hier kamen die mit dem Schattenmikroskop<sup>2)</sup> gewonnenen Erfahrungen über Gestaltung und Betrieb der Kathode zustatten. Als Kathode wurde eine Haarnadelkathode mit Wehnelt-Zylinder verwendet.

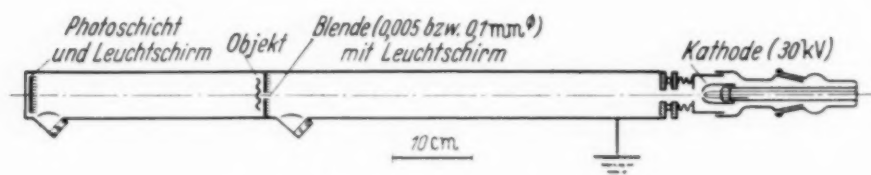


Fig. 1. Schema der Versuchsanordnung.

Diese Kathode hat neben ihrem robusten Aufbau den Vorzug, daß das von ihr ausgehende intensive Elektronenbündel (0,1 bis 0,5 mA) stark gerichtet ist. Außerdem besitzt — bei geeigneter Vorspannung des Wehnelt-Zylinders (etwa  $\frac{4}{5}$  der Sperrspannung) — die in Richtung der Blendenöffnung emittierende Oberfläche dieser Kathode einen wirksamen Durchmesser von nur etwa 20  $\mu$ . Durch diese geringe Ausdehnung der wirksamen Kathodenoberfläche wird der Fortfall der sonst in Kathodenmähe befindlichen kleinen Anodenblende ermöglicht (vgl. Fig. 1).

Aus den geometrischen Daten ergibt sich ein Durchmesser des Elektronenstrahles im Objekt von 0,005 mm und auf der photographischen Schicht von etwa 0,02 mm. Gegenüber den üblichen Geräten würde dies die Notwendigkeit einer um etwa drei Zehnerpotenzen längeren Belichtungszeit bedeuten. Trotzdem dauerte als Folge des günstigen Richtstrahlwertes der Kathode die Belichtung der wiedergegebenen Beugungsaufnahmen

<sup>1)</sup> Herrn Dr. Werner, der die Blenden herstellte, und der Firma Carl Zeiss, Jena, möchte ich hierfür auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen. — <sup>2)</sup> H. Boersch, ZS. f. techn. Phys. **20**, 346, 1939 und AEG-Jahrbuch **7**, 34, 1940. Vgl. dort auch die elektronenmikroskopischen Aufnahmen über die Wirkung von Aufladungen an Blendenrändern.

nur einige Sekunden. Ein Wert, der von der gleichen Größenordnung ist wie in den üblichen Apparaturen. Die Justierungsarbeit wurde durch den Fortfall der kleinen Anodenblende und durch die Beobachtungsmöglichkeit des Kathodenbildes auf dem Leuchtschirm, der sich auf der 0,005 mm-Blende befindet, wesentlich erleichtert.

*Versuche:* In Fig. 2 sind Beugungsdiagramme verschiedener Präparate gegenübergestellt, deren Primärstrahlen mit Blenden von 0,1 bzw. 0,005 mm Durchmesser ausgeblendet wurden. Ausschnitte aus den Diagrammen der 0,005 mm-Primärstrahlblende sind in Fig. 3 vergrößert wiedergegeben.

Die Objekte bestehen aus sehr dünnen, freitragenden gehämmerten Blattgold- oder Zaponfolien, die über ein Drahtnetz von 0,1 mm Gitterkonstante ausgespannt sind. Auf die Zaponfolien ist  $\text{NH}_4\text{Cl}$ -Dampf aufkondensiert bzw.  $\text{NaCl}$  aus wässriger Lösung auskristallisiert worden.

Debye-Scherrer-Ringe kommen bekanntlich durch Überlagerung der Kristallgitter-Interferenzen einer großen Anzahl gegeneinander gedrehter Kristalle zustande. Durch Verminderung der Zahl der streuenden Kristalle, also z. B. durch Verkleinerung des Durchmessers des Elektronenstrahles, kann die Zahl der streuenden Kristalle und damit die Zahl der Gitterreflexe so verringert werden, daß das Debye-Scherrer-Ringsystem nicht mehr voll ausgefüllt wird. Dieser Effekt tritt überraschend schon bei dem Austausch der 0,1 mm-Blende gegen die 0,005 mm-Blende ein, wie Fig. 2 zeigt. Hier werden die zuerst homogen ausgefüllten Debye-Scherrer-Ringe der  $\text{NH}_4\text{Cl}$ -Schicht in einzelne Gitterreflexe aufgespalten. Die gleiche Erscheinung tritt auch bei der Goldfolie ein. Während aber die statistische Gleichverteilung der Interferenzpunkte der  $\text{NH}_4\text{Cl}$ -Schicht erhalten bleibt, rücken die Interferenzpunkte der Goldfolie um so näher zusammen, je kleiner der Durchmesser des Primärstrahles wird. Von  $\text{NaCl}$ -Schichten, die schon mit der 0,1 mm-Blende aufgespaltene Debye-Scherrer-Ringsysteme lieferten, konnten mit der 0,005 mm-Blende sogar Einkristalldiagramme erhalten werden.

Goldfolie. a) Primärstrahl. Ohne Präparat beträgt der Durchmesser des Primärstrahles auf der photographischen Schicht, wie aus überbelichteten, solarisierten<sup>1)</sup> Aufnahmen hervorgeht, etwa 0,03 mm und stimmt mit dem zu erwartenden Durchmesser von 0,02 mm hinreichend überein.

Durch Einschaltung der Goldfolie wird der Primärstrahl infolge unelastischer und interferenzmäßiger Streuvorgänge verbreitert (Fig. 3b). Während aber im allgemeinen für die Verbreiterung der Kristallgitter-

<sup>1)</sup> Vgl. auch J. J. Trillat, C. R. **208**, 507, 1939.

interferenzen nur die begrenzte Ausdehnung der Kristallgitter verantwortlich zu machen ist, muß zur Erklärung der Verbreiterung des Primärstrahles

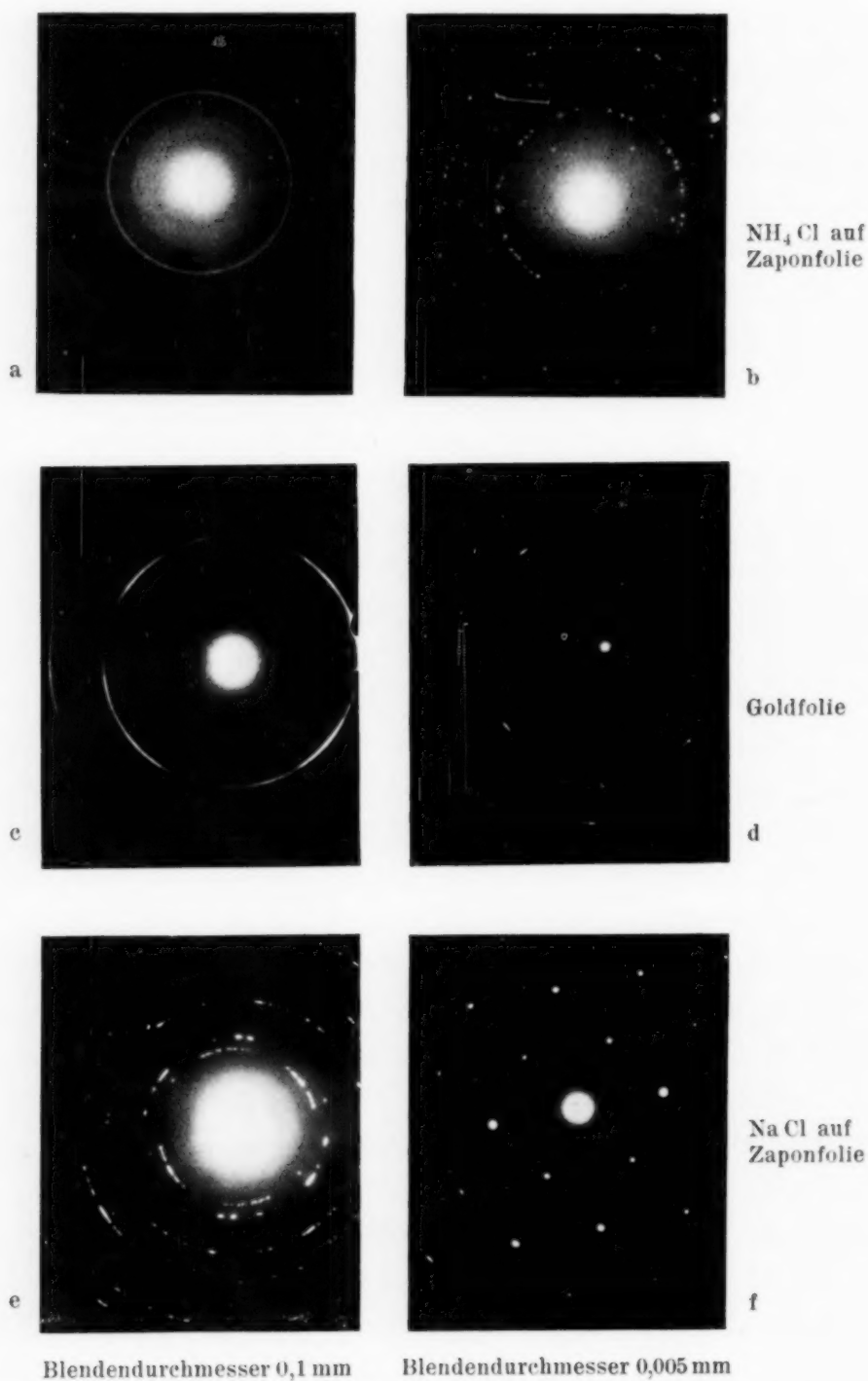


Fig. 2. Gegenüberstellung von Beugungsaufnahmen mit verschiedenen Primärstrahlblenden.

sowohl die begrenzte Ausdehnung der Kristalle wie ihre gegenseitige Anordnung, die u. U. gitterähnlich sein kann, herangezogen werden. Theoretische Ansätze über dieses Thema sind dem Verfasser nicht bekannt.



Besonders bemerkenswert an dem Primärstrahl nach dem Durchtritt durch die Goldfolie (Fig. 3b) ist, daß die Verbreiterung keine Rotationsachse, sondern eine vierzählige Symmetrieachse besitzt. Diese Asymmetrie ist um so stärker ausgeprägt, je mehr das Diagramm einem Einkristalldiagramm ähnelt. Die „Stachel“ des Primärstrahles sind um  $45^\circ$  gegen die verstärkten Segmente des (200)-Ringens versetzt (Fig. 2 d). In 17 von 26 Aufnahmen waren die Asymmetrien genügend ausgeprägt, um ihre Existenz eindeutig auszumachen. In der Asymmetrie des Primärstrahles liegt der eindeutige Hinweis auf die interferenzmäßige Herkunft der Verbreiterung infolge von Kristallformasymmetrien oder Kristallitanordnungen gitterähnlicher Natur.

*Goldfolie.* b) Gitterreflexe. Im Beugungsbild der Goldfolie bewirkt die Verringerung des Blendendurchmessers, wie schon bemerkt, eine Verringerung der Ausdehnung der Segmente auf den Debye-Scherrer-Ringen. Die Segmente selbst bestehen, wie ein vergrößerter Ausschnitt einer Aufnahme mit der 0,005 mm-Blende in Fig. 3a zeigt, aus einzelnen Punkten. Die breiten Segmente im Beugungsdiagramm der Goldfolie des 0,1 mm-Strahles kommen also ebenso wie die schmalen Segmente des 0,005 mm-Strahles durch Überlagerung der Punktdiagramme einer großen Anzahl Einkristalle zustande, deren (100)-Ebene senkrecht zur Folienebene liegt und die gegeneinander ein wenig gedreht sind. Dieser Drehwinkel nimmt, wie aus der Abhängigkeit der Segmentbreite von der Blendengröße hervorgeht, bis zu einem gewissen Grade mit der Annäherung der Kristalle ab.

Die Goldfolien sind also nicht, wie Trillat und v. Hirsch<sup>1)</sup> annehmen, aus etwa 0,1 mm großen, durch die Verarbeitung verbogenen Einkristallen aufgebaut, sondern, wie auch Kirchner<sup>2)</sup> vermutet, aus polykristallinem Material.

Aus der geringen Breite des Primärstrahles ohne Präparat auf der Photoschicht ergibt sich die Möglichkeit, Teilchengrößen aus der Verbreiterung ihrer Gitterreflexe bei 30 kV bis zu  $700 \text{ \AA}$ <sup>3)</sup> zu bestimmen. Der gleiche Wert wurde auch aus dem Abstand noch getrennter Reflexe der Goldfolie ermittelt (Fig. 3a). Die Breite einzelner Reflexe von Gold (Fig. 3a) entspricht unter Vernachlässigung der Absorptionserscheinungen Teilchengrößen von etwa 300 bis mindestens  $700 \text{ \AA}$ .

Die Schwerpunkte der Reflexe der Goldfolie liegen nun nach Fig. 3a nicht genau auf der Peripherie des gemeinsamen Debye-Scherrer-Kreises.

<sup>1)</sup> J. J. Trillat u. Th. v. Hirsch, ZS. f. Phys. **75**, 784, 1932. —

<sup>2)</sup> F. Kirchner, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **11**, 109, 1932. — <sup>3)</sup> Gegenüber etwa  $100 \text{ \AA}$  in den üblichen Apparaturen.

Die Abweichungen können bedingt sein durch die Breite des Primärstrahles, durch Brechung und elastische Spannungen. In einigen Fällen wurden um den Faktor 1,5 bis 2 höhere Abweichungen festgestellt, als sie durch die Breite des Primärstrahles verursacht sein können. Bei diesen Auflösungen besitzen also auch die anderen Möglichkeiten einen ins Gewicht fallenden Einfluß. Die Auswertung der Breite von Debye-Scherrer-Ringen zur Bestimmung von Teilchengrößen hat diese Effekte von etwa 300 Å an aufwärts mit zu berücksichtigen.

NaCl und  $\text{NH}_4\text{Cl}$ . a) Primärstrahl. Bei Durchstrahlung der mit NaCl und  $\text{NH}_4\text{Cl}$  belegten Zaponfolien wird eine verhältnismäßig starke, scharf begrenzte Verbreiterung des Primärstrahles (auf etwa 0,4 mm) beobachtet, die nicht auf Interferenzeffekte zurückzuführen ist (Fig. 3 d, f). Diese Primärstrahlflecke erwecken den Eindruck von Abbildungen der durchstrahlten Objekte. Auch ihr Verhalten bei Verschiebung des Objektes spricht dafür, ebenso wie der Vergleich mit schattenmikroskopischen Aufnahmen. Da bei leitenden Objekten eine derartige Abbildung nicht eintritt, kann die Linsenwirkung nur durch *Aufladung*<sup>1)</sup> der isolierenden Objekte zustande kommen. Angaben über Vorzeichen und Größe der Aufladung können noch nicht gemacht werden, da sie wahrscheinlich mit den an massiven Isolatoren gemessenen Werten nicht übereinstimmen.

Mit diesen Aufladungen sind die bekannten Aufladungen nicht zu verwechseln, die sonst bei Beugungsversuchen zu starken Ablenkungen und Verschmierungen des Primärstrahles und zu groben Verzeichnungen oder sogar zu vollständiger Zerstörung der Beugungsfigur führen. Aus dem Nichtauftreten derartiger Störungen hat man bisher stillschweigend auf die völlige Abwesenheit von Aufladungen geschlossen.

Die in Fig. 3 d, f wiedergegebenen Aufnahmen des Primärstrahles nach Durchstrahlung von Zaponfolien, die mit NaCl und  $\text{NH}_4\text{Cl}$  belegt sind, stellen also elektronenmikroskopische Aufnahmen dieser Objekte dar und entsprechen anscheinend bezüglich der Kontrastbildung den Hellfeldaufnahmen mit Durchstrahlungsmikroskopen. Aus diesen „aufladungsmikroskopischen“ Aufnahmen geht hervor, daß in der  $\text{NH}_4\text{Cl}$ -Schicht größere, nicht durchstrahlbare Kristalle vorkommen, während es sich bei NaCl um eine im ganzen durchstrahlbare Schicht mit vielerlei Ein-

---

<sup>1)</sup> Diese Aufladungen wurden von dem Verfasser schon früher bei Abbildungsversuchen im Schattenmikroskop festgestellt, wo sie sich in einer Änderung des Bilddurchmessers, der vom Abstand des Präparates von der Elektronenquelle abhängig war, äußerten.

schnitten und Terrassen handelt, wie auch schattenmikroskopische Vergleichsaufnahmen bestätigten.

Die Vergrößerung der aufladungsmikroskopischen Aufnahmen der Fig. 3d, f ergibt sich aus dem Bilddurchmesser (16 mm) und dem Durch-

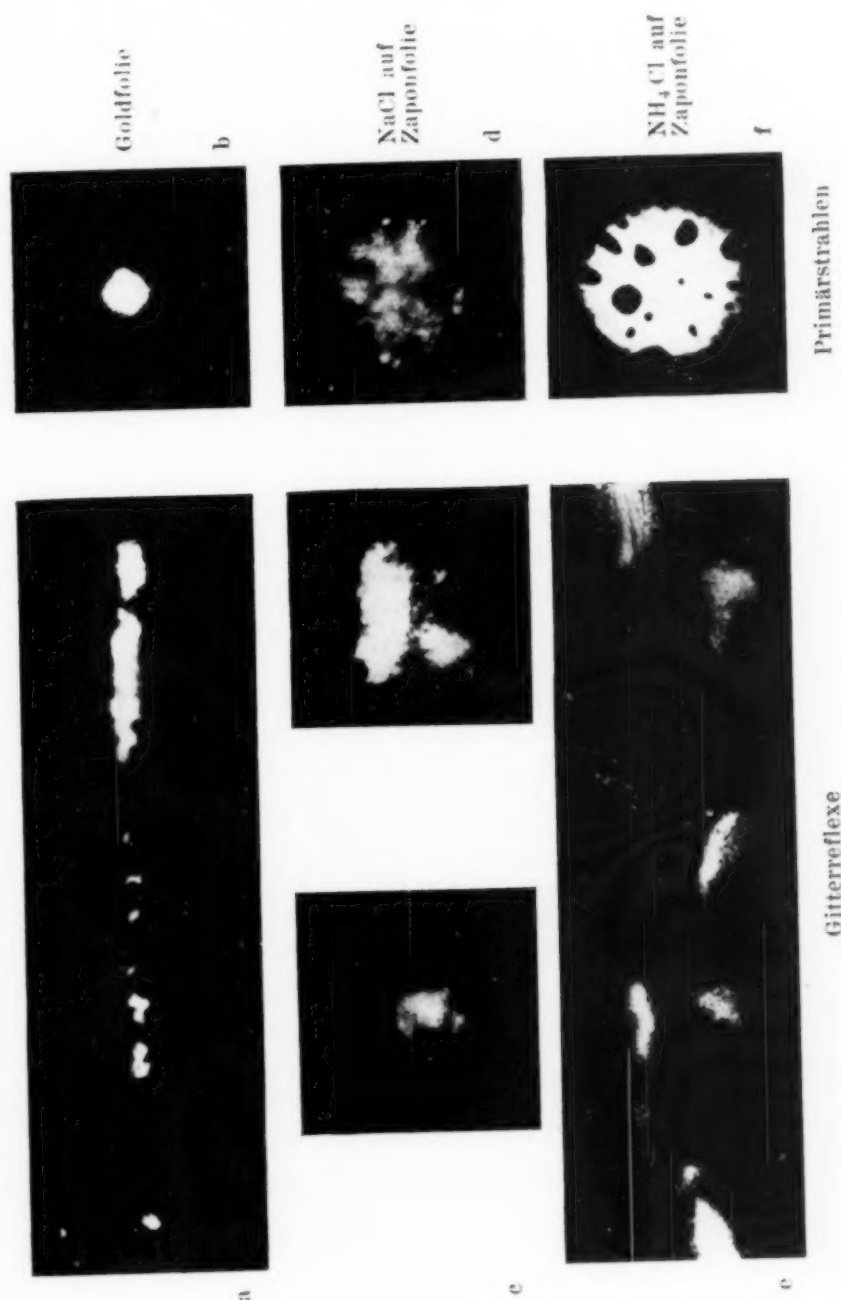


Fig. 3. Primärstrahlen und Gitterreflexe verschiedener Objekte. Vergrößerte Ausschnitte aus Fig. 2 (0,005 mm Blende). Lichtoptische Nachvergrößerung 45 : 1.

messer des Strahles im Objekt (0,005 mm) zu 3200 : 1 unter Annahme einer gleichmäßigen Vergrößerung über den gesamten Objektbezirk<sup>1)</sup>. Für die Auflösung wurde aus dem Abstand getrennter Punkte bisher ein

<sup>1)</sup> Diese Annahme ist, wie Vergleichsaufnahmen des ein wenig verschobenen Objektes zeigen, nicht ganz zutreffend.

Wert von  $4 \cdot 10^{-5}$  cm ermittelt, und so ungefähr die Größenordnung der lichtmikroskopischen Auflösung erreicht. Aus der Vergrößerung im Original ( $V = 71:1$ ) und der Entfernung Objekt/Photoschicht ( $b = 30$  cm) wurde die Brennweite der durch die Aufladung gebildeten Linse zu  $f \sim b/V \sim 4,2$  mm bestimmt.

Vergleichsversuche mit einer Blende von erheblich größerem Durchmesser (0,14 mm) zeigten, daß in diesem Falle eine Abbildung durch Aufladung nicht stattfindet und der Primärstrahl allenfalls um den Faktor 1,5 breiter als der unbeeinflusste Primärstrahl ist. Da nicht anzunehmen ist, daß die Aufladung der Schicht bei einem breiten Primärstrahl geringer als bei einem schmalen ist, kann für die Linsenwirkung der Aufladung nur der Potentialabfall am Rande der Aufladung verantwortlich gemacht werden. Hierdurch wird auch verständlich, weshalb bei den üblichen Beugungsaufnahmen mit 0,1 mm-Blenden die diskutierten Aufladungen bisher nicht gefunden wurden.

NaCl und  $\text{NH}_4\text{Cl}$ . b) Gitterreflexe. Zwei Punktreflexe aus dem Einkristalldiagramm von NaCl (Fig. 2 f) sind in Fig. 3c vergrößert wiedergegeben. Die Aufspaltung dieser Reflexe weist auf die Mosaikstruktur der streuenden Einkristalle hin, deren Ausdehnung, wie sich aus Diagrammänderungen beim Abtasten des Objekts mit dem Elektronenstrahl ergab, nur wenig größer als 0,005 mm ist.

Zu einem gemeinsamen Debye-Scherrer-Kreis gehören wiederum die Gitterreflexe von  $\text{NH}_4\text{Cl}$  der Fig. 3e. In beiden Fällen (NaCl und  $\text{NH}_4\text{Cl}$ ) liegen die Schwerpunkte der einzelnen Reflexe von dem zugehörigen Debye-Scherrer-Kreis um etwa eine Größenordnung weiter entfernt, als der Breite des Primärstrahles ohne Präparat entspricht. Wie sich unmittelbar aus dem Vergleich mit der Breite des zugehörigen Primärstrahles ergibt, kommt diese Verlagerung durch die Aufladung des Präparates zustande. Sie wird dagegen nicht, wie Vergleichsaufnahmen mit veränderlicher Spannung zeigten, durch Chromasie der einfallenden Strahlung verursacht.

Durch die Aufladung des Objektes werden also u. U. die Gitterreflexe verlagert und homogen ausgefüllte Debye-Scherrer-Ringe verbreitert. Im einzelnen sind diese Erscheinungen auf die Linsenwirkung und auf die Änderung der Elektronenwellenlänge infolge der Aufladung zurückzuführen. Die Linsenwirkung ist, wie an der Verbreiterung des Primärstrahles gezeigt wurde, abhängig von der Breite des Primärstrahles und bei stärkeren Primärstrahldurchmessern zu vernachlässigen. Über den Einfluß der Änderung der Elektronenwellenlänge im Objekt und in seiner Nähe auf die Lage der Reflexe sind keine genaueren Angaben möglich, solange nicht



die Höhe der Aufladung des Objektes und der Verlauf des beschleunigenden und verzögernden Potentialfeldes bekannt sind.

Ein besonderer Hinweis sei an dieser Stelle auf Fehlermöglichkeiten gestattet, die durch derartige, nicht erkannte Aufladungen bei Untersuchungen über das innere Potential isolierender Kristalle mittels Elektronenbeugung entstehen können.

*Zuordnung von Beugungsdiagramm und Stelle des Präparates.* Schon bei Elektronenbeugungsaufnahmen mit 0,1 mm-Blenden tritt u. U. (z. B. Gasinterferenzen) die Streuung am Blendenrand durch Verschleierung des Bildes störend in Erscheinung. Durch den Übergang von 0,1 mm- zu 0,005 mm-Blenden wird die Streustrahlung im Verhältnis zur durchgehenden

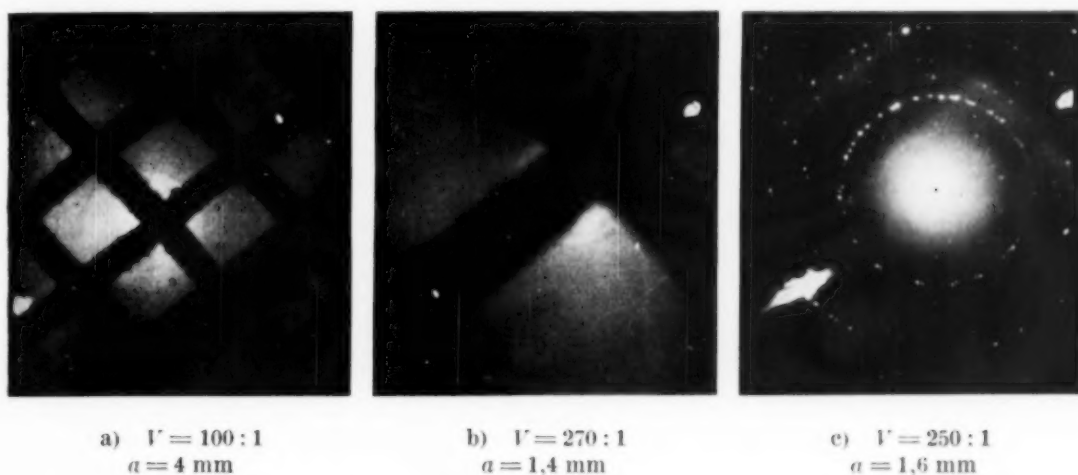


Fig. 4. Schatten- und Beugungsaufnahmen mit dem Elektronenbeugungsgerät. Objekt: Drahtnetz mit Zaponfolie bedeckt, auf die  $\text{NH}_4\text{Cl}$  aufgedampft ist. a) und b) Schattenaufnahmen bei verschiedenem Abstand (a) des Objekts von der Blende. Primärstrahl durch Netzdraht abgedeckt. c) Überlagerung von Schatten- und Elektronenbeugungsaufnahme von  $\text{NH}_4\text{Cl}$ . Primärstrahl durchsetzt Folie.

Strahlung um das reziproke Verhältnis der Durchmesser, also um den Faktor 20, erhöht. Um die Streuung am Blendenrand klein zu halten, muß die Oberfläche der Blende möglichst glatt sein. Diese Forderung wird, wie die Versuche zeigten, durch die 0,005 mm-Blende weitgehend erfüllt.

Andererseits kann gerade die Streuung am Blendenrand dazu benutzt werden, Elektronenschattenbilder des Objekts — bei hinreichend langen Belichtungszeiten — zu erzeugen, wie die Schattenprojektionen eines Drahtnetzes in Fig. 4 zeigen. Das Netz, auf das eine mit  $\text{NH}_4\text{Cl}$  bedampfte Zaponfolie aufgebracht ist, befindet sich in verschiedenen Abständen  $a$  von der 0,005 mm-Blende; hierdurch wird die Größe des Schattenbildes entsprechend dem Strahlensatz verändert. Der Primärstrahl ist in Fig. 4a, b durch den Netzdraht abgedeckt. Die Bildschärfe

dieser Schattenbilder ist bedingt durch die Ausdehnung der Elektronenquelle, also durch den Durchmesser der Blende. Aus der Unschärfe der Abbildungen kann daher umgekehrt auf die Ausdehnung der Elektronenquelle geschlossen werden. Es ergibt sich Übereinstimmung mit der lichtoptischen Messung des Blendendurchmessers.

Diese einfache Einrichtung zur Herstellung schattenmikroskopischer Aufnahmen gestattet, bei Elektronenbeugungsdiagrammen gleichzeitig den Auftreffpunkt des Primärstrahles auf das Objekt zu bestimmen<sup>1)</sup>. Wenn nämlich der Primärstrahl nicht, wie in Fig. 4a b, durch den Netzdraht abgedeckt wird, entsteht das Beugungsdiagramm (Fig. 4c) der mit  $\text{NH}_4\text{Cl}$  bedeckten Zaponfolie, deren tragendes Drahtnetz im Untergrund als Netzmasche sichtbar wird. Durch die Spur des Primärstrahles<sup>2)</sup> wird im Schattenbild die Stelle des Objektes, von der das Beugungsdiagramm stammt, gekennzeichnet. Gegenüber den üblichen Elektronenbeugungsaufnahmen wurde der Untergrund hier durch eine um den Faktor 10 längeren Belichtungszeit verstärkt. Bei Beugungsaufnahmen normaler Belichtungszeit hat dieser vom Blendenrand stammende Untergrund bisher nicht gestört.

#### *Zusammenfassung.*

1. Durch Ausblendung wird in einer Elektronenbeugungsapparatur der Durchmesser des Elektronenstrahles im Objekt auf 0,005 mm und auf der Photoschicht auf 0,03 mm begrenzt, gegenüber Werten von 0,1 bzw. 0,2 mm in den üblichen Geräten.

2. Die Gegenüberstellung von Elektronenbeugungsaufnahmen, die mit der üblichen 0,1 mm-Blende bzw. einer 0,005 mm-Blende gewonnen wurden, zeigt die Aufspaltung der ursprünglich homogen geschwärzten Debye-Scherrer-Ringe in einzelne Reflexe als Folge der Verkleinerung des streuenden Objektes. Es gelingt sogar, Einkristalldiagramme von nur 0,005 mm großen Kristallen zu erhalten.

3. Mit der Apparatur sind Auflösungen der Kristallgitterreflexe möglich, die Teilchengrößen von 700 Å entsprechen, gegenüber 100 Å in den üblichen

<sup>1)</sup> Zur Bestimmung des Ursprungsortes, von dem das Beugungsdiagramm stammt, sind schon früher andere Methoden angegeben worden. Die eine dieser Methoden (H. Boersch, Ann. d. Phys. **27**, 75, 1936) verwendet elektronenoptische Hilfsmittel, während bei der anderen (F. Schossberger u. K. Schwarz, ZS. f. Elektrochem. **43**, 324, 1937) ein im Vakuum verschiebbares Lichtmikroskop vorgeschlagen wurde. Gegenüber diesen Methoden weist der angegebene Weg den Vorzug größerer Einfachheit auf. — <sup>2)</sup> Da der Schwärzungsumfang des Papiers zur Wiedergabe der Spur des Primärstrahls nicht ausreichte, mußte sie auf dem Abzug der Fig. 4c nachträglich eingezeichnet werden.

Geräten. Bei den hohen Auflösungen werden Verlagerungen der Reflexe infolge Brechung oder innerer Spannungen erkennbar.

4. Die Verbreiterung des Primärstrahles einer Goldfolie besitzt eine vierzählige Symmetrieachse. Diese Asymmetrie muß durch Kristallformasymmetrien bzw. Kristallitanordnungen gitterähnlicher Natur verursacht sein.

5. Die Aufspaltung der verstärkten Segmente der Debye-Scherrer-Ringe einer Blattgoldfolie beweist den Aufbau der Folie aus kleinen Kristallen, die um so gleichmäßiger orientiert sind, je näher sie einander liegen.

6. Bei Durchstrahlung dünner isolierender Objekte treten bisher unbekannte Aufladungen ein, die unter geeigneten Umständen zu einer Abbildung des Objekts führen können. Die Linsenwirkung der Aufladung, deren Vorzeichen und Höhe bisher noch unbekannt sind, nimmt mit wachsendem Durchmesser des Primärstrahles ab.

7. Durch die Aufladung des Objekts werden u. U. die Gitterreflexe verlagert. Diese Verlagerung wird im einzelnen durch die Linsenwirkung bzw. die Wellenlängenänderung infolge der Aufladung verursacht. Die Größe der Verlagerung nimmt ebenfalls mit wachsendem Durchmesser des Primärstrahles ab.

8. Die Streuung am Rande der 0,005 mm-Blende kann dazu verwendet werden, dem Beugungsbild des Gegenstandes das eigene Schattenbild zu überlagern und so den Ursprungsort des Beugungsdiagramms auf dem Objekt festzustellen.

*Berlin-Reinickendorf-Ost, den 12. August 1940.*

---

## Zeemaneffekte des Ar II-Spektrums bei 55 000 Gauß.

Von R. Bezler in Tübingen.

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 5. Juli 1940.)

Die Zeeman-Effekte von  $^{81}\text{Ar}$  II-Linien wurden bei einer Feldstärke von 55000 Gauß untersucht. Hierdurch gelang die Aufspaltung sehr enger, bisher nicht auflösbarer Zeeman-Typen und der Nachweis weiterer anomaler  $g$ -Werte. Im besonderen konnte ein Fall festgestellt werden, in dem eine theoretisch geforderte Term-aufspaltung  $g = 0$  nach der positiven Seite von 0 abweicht, was eine quantitative und qualitative Änderung des Zeeman-Typs zur Folge hat. Ferner ergibt sich ein systematischer Gang in den Abweichungen der  $g$ -Summen vom Regelwert mit der Elektronenkonfiguration.

### 1. Einleitung.

In Fortsetzung einer vorangegangenen Mitteilung<sup>1)</sup> über Zeeman-Effekte des Ar II-Spektrums bei 50000 Gauß hat sich eine weitere Feldstärkeerhöhung auf 55000 Gauß erreichen lassen mittels Ersatz der bisherigen Weicheisenpolspitzen durch solche aus Eisenkobaltlegierung<sup>2)</sup> unter sonst gleichen Versuchsbedingungen. Es ist dadurch möglich geworden, frühere Messungen des Ar II-Spektrums erheblich zu verschärfen und die damit zusammenhängende Frage nach der Gültigkeit der  $g$ -Summen zuverlässig zu beantworten und das Ergebnis mit den bisher sorgfältigsten und umfassendsten Arbeiten von Bakker, de Bruin und Zeeman<sup>3)</sup> bzw. Bakker und de Bruin<sup>4)</sup> zu vergleichen.

### 2. Apparatur.

Bezüglich der Apparatur und der Methode der Linienausmessung wird auf die vorangegangene Mitteilung<sup>5)</sup> verwiesen. Bei normalem Betriebsstrom von 70 Amp. im Weißschen Magneten betrug die Feldstärke konstant 55230 Gauß; sie ist aus der Ar II-Linie 4805,993 Å (Zeeman-triplett  $\pm (0,000) 1,600$  Lorentz-Einheiten) ermittelt.

---

<sup>1)</sup> E. Back u. R. Bezler, ZS. f. Phys. **114**, 257, 1939. — <sup>2)</sup> E. Back, Handb. d. experim. Phys., Bd. XXII, S. 41. — <sup>3)</sup> C. J. Bakker, T. L. de Bruin u. P. Zeeman, ZS. f. Phys. **51**, 114, 1928 u. **52**, 299, 1929. Letzteres Zitat war leider bei Abfassung unserer Mitteilung (s. Anm. 1) übersehen worden, worauf Herr Prof. Zeeman in liebenswürdiger, dankenswerter Weise aufmerksam gemacht hat. — <sup>4)</sup> C. J. Bakker u. T. L. de Bruin, ZS. f. Phys. **62**, 32, 1930. — <sup>5)</sup> S. Anm. 1. Ausführliche Beschreibung der Lichtquelle außerdem in Tübinger Dissertation von R. Bezler.



## 3. Messungen.

Tabelle 1. Beobachteter Zeeman-Effekt von 81 Ar II-Linien bei 41000 (II) und bei 55230 (III) Gauß Feldstärke<sup>1)</sup>.

Nr.	$\lambda$ in Å <sup>2)</sup>	2		3		4	
		1	Termkombination	2	I: Linienaufspaltung nach Landé's g-Formel II: Beobachteter Zeemantyp Bakker, de Bruin, Zeeman III: Beobachteter Zeemantyp vom Verfasser	$g_1$	$g_2$
1	5216,84	$4 p^2 D_{5/2} ({}^1D) - 4 d^2 D_{5/2} ({}^3P)$		I: $\pm (0,000)$ 1,200 II: von II nicht untersucht * III: $\pm (0,000)$ 1,198		1,200 — 1,198	1,200 — 1,198
2	4965,12	$4 s^2 P_{1/2} ({}^3P) - 4 p^2 D_{3/2} ({}^3P)$		I: $\pm (0,067)$ 0,733 <b>0,867</b> II: $(0,12)$ <b>1,02</b> * III: $(0,120)$ 0,801 <b>1,040</b>		0,667 0,67 §† 0,678	0,800 0,90 §† 0,919
3	4933,226	$4 s^4 P_{5/2} ({}^3P) - 4 p^4 P_{3/2} ({}^3P)$		I: $\pm (0,000)$ 1,733 II: $(0,00)$ 1,73 III: $(0,000)$ 1,727		1,733 1,73 1,727	1,733 1,73 1,727
4	4889,06	$4 s^2 P_{1/2} ({}^3P) - 4 p^2 P_{1/2} ({}^3P)$		I: $\pm (0,000)$ 0,667 II: $(0,17)$ 0,83 III: $(0,152)$ 0,826		0,667 0,67 § 0,674	0,667 0,99 §† 0,978
5	4879,824	$4 s^2 P_{3/2} ({}^3P) - 4 p^2 D_{5/2} ({}^3P)$		I: $\pm (0,067)$ (0,200) <b>1,000</b> 1,133 1,267 1,400 II: $(0,00)$ <b>1,14</b> * III: $(0,044)$ (0,144) <b>1,099</b> ...		1,333 1,33 1,334	1,200 1,24 § 1,240

<sup>1)</sup> Weichen die vom Verfasser (III) beobachteten Ergebnisse um mehr als 1% von den von Bakker, de Bruin und Zeeman, bzw. Bakker und de Bruin (II) gefundenen ab, so sind sie mit § bezeichnet; bei Abweichung um mehr als 1% von den „theoretischen“ (nach der Landé'schen g-Formel berechneten) Werten sind sie mit † versehen. Ein \* vor III bedeutet, daß das gewonnene Zerlegungsbild nicht nur quantitativ abweicht, sondern auch qualitativ insbesondere hinsichtlich der aufgelösten Komponentenzahl über die früheren Beobachtungen hinausgeht. — <sup>2)</sup> Die Wellenlängenwerte sind teils den Arbeiten von de Bruin (ZS. f. Phys. 48, 62, 1928; 51, 108, 1928; 61, 307, 1930), teils jenen von Rosenthal entnommen (Ann. d. Phys. 4, 49, 1930).

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
6	4847,90	$4s^4P_{3/2}({}^3P) - 4p^4P_{1/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,466) 1,267 2,200 II: (0,47) 1,27 2,20 III: (0,456) 1,267 2,180	1,733 1,73 1,723 ‡ 2,635
7	4805,993	$4s^4P_{5/2}({}^3P) - 4p^4P_{5/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,000) 1,600 II: (0,00) 1,60 III: zur Feldbestimmung benutzt	1,600 1,60 —
8	4764,848	$4s^2P_{1/2}({}^3P) - 4p^2P_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,333) 1,000 1,667 II: 1,51 0,92 (0,28) (0,28) 0,99 1,54 III: $\pm$ (0,285) 0,960 1,530	0,667 0,67 0,675 ‡ 1,245
9	4735,885	$4s^4P_{5/2}({}^3P) - 4p^4P_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,067) (0,200) 1,400 1,533 1,667 1,800 II: (0,00) 1,48 * III: (0,063) (0,183) 1,412 ...	1,600 1,60 1,598 1,733 1,73 1,722
10	4726,91	$4s^2P_{3/2}({}^3P) - 4p^2D_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,267) (0,800) 0,533 1,067 1,600 II: (0,24) (0,65) 0,69 1,12 1,54 III: (0,213) (0,639) 0,698 1,125 1,544	1,333 1,33 1,337 0,667 0,90 ‡ 0,913
11	4657,889	$4s^2P_{3/2}({}^3P) - 4p^2P_{1/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,333) 1,000 1,667 II: 1,505 1,145 (0,165) (0,165) 1,21 1,51 III: $\pm$ (0,180) 1,161 1,521	1,333 1,33 1,339 0,667 0,99 ‡ 0,981
12	4609,60	$4s^2D_{5/2}({}^1D) - 4p^2F_{7/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,028) (0,085) (0,142) 1,000 1,058 1,115 1,172 1,228 1,285 II: (0,00) 1,06 * III: (0,031) (0,089) ... 0,996 1,055 ...	1,200 1,20 1,203 1,143 1,14 1,144
13	4589,93	$4s^2D_{3/2}({}^1D) - 4p^2F_{5/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,029) (0,084) 0,771 0,829 0,886 0,943 II: (0,00) 0,90 * III: (0,026) 0,929	0,800 0,80 0,801 0,857 0,86 0,852
14	4579,347	$4s^2P_{1/2}({}^3P) - 4p^2S_{1/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,667) 1,333 II: (0,505) 1,17 III: (0,512) 1,194	0,667 0,67 ‡ 0,683 2,000 1,68 ‡ 1,707

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
15	4545,040	$4s^2P_{3/2}({}^3P) - 4p^2P_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,000) 1,333 II: (0,16) 1,28 * III: (0,047) (0,142) 1,193 1,287 1,381	1,333 1,33 1,334 + 1,240
16	4481,83	$3d^2D_{5/2}({}^3P) - 4p^2D_{5/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,000) 1,200 II: (0,00) 1,195 * III: ... (0,049) ... 1,192 ...	1,200 1,20 §† 1,183
17	4474,77	$3d^2D_{3/2}({}^3P) - 4p^2P_{1/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,067) 0,733 0,867 II: (0,00) 0,84 * III: (0,066) ... 0,874	0,800 0,80 0,807 † 0,674
18	4430,185	$4s^4P_{1/2}({}^3P) - 4p^4D_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ 0,467 (0,733) 1,933 II: (0,46) (0,74) 1,93 * III: 0,479 (0,721) 1,919	2,667 2,67 2,641
19	4426,01	$4s^4P_{3/2}({}^3P) - 4p^4D_{5/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,181) (0,543) 0,828 1,190 1,553 1,914 II: (0,20) (0,60) 0,74 1,13 1,52 1,93 III: (0,199) (0,585) 0,748 1,137 1,531 1,922	1,733 1,73 1,725 § 1,334
20	4420,90	$3d^4D_{1/2}({}^3P) - 4p^4P_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,867) 0,867 2,600 II: (0,875) 0,875 2,61 III: (0,860) 0,860 2,578	0,000 0,00 0,000
21	4385,08	$4s^2S_{1/2}({}^1S) - 5p^2P_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,333) 1,000 1,667 II: (0,38) 0,87 1,63 III: (0,369) 0,886 1,628	2,000 2,00 1,996
22	4379,74	$4p^2S_{1/2}({}^3P) - 5s^2P_{1/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,667) 1,333 II: (0,41) 1,22 III: (0,433) 1,257	2,000 1,68 § 1,690
23	4379,675	$4s^4P_{1/2}({}^3P) - 4p^4D_{1/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (1,333) 1,333 II: (1,33) 1,33 III: (1,335) 1,335	2,667 2,67 2,670

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
24	4375,942	$4 s^2 P_{3/2} (^3P) - 4 p^2 S_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (0,333) 1,000 1,667$ II: $1,51 1,15 (0,17) (0,17) 1,12 1,51$ III: $\pm (0,179) 1,152 1,512$	1,333 1,33 1,332 2,000 1,68 § 1,691
25	4370,76	$3 d^2 D_{3/2} (^3P) - 4 p^2 D_{3/2} (^1D)$	I: $\pm (0,000) 0,800$ II: $(0,00) 0,80$ III: $(0,000) 0,809$	0,800 0,80 §† 0,809
26	4367,87	$4 s^2 S_{1/2} (^1S) - 5 p^2 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (0,667) 1,333$ II: $(0,53) 1,465$ III: $(0,513) 1,475$	2,000 2,00 1,989 0,667 0,94 §† 0,962
27	4362,07	$3 d^2 D_{3/2} (^3P) - 4 p^2 D_{5/2} (^1D)$	I: $\pm (0,200) (0,600) 0,600 1,000 1,400 1,800$ II: von II nicht untersucht * III: $\pm (0,201) (0,602) 0,603 1,003 1,405 1,806$	0,800 — 0,803 1,200 — 1,204
28	4352,198	$3 d^4 D_{1/2} (^3P) - 4 p^4 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (1,333) 1,333$ II: $(1,32) 1,32$ III: $(1,317) 1,317$	0,000 0,00 0,000 2,667 2,67 §† 2,634
29	4348,062	$4 s^4 P_{5/2} (^3P) - 4 p^4 D_{7/2} (^3P)$	I: $\pm (0,085) (0,256) (0,427) 1,002 1,173$ II: $(0,00)$ * III: $(0,087) (0,259) (0,434) 0,994 1,166$ 1,344 1,515 1,685 1,856 1,09 1,340 ...	1,600 1,60 1,599 1,429 1,43 1,426
30	4331,25	$4 s^4 P_{3/2} (^3P) - 4 p^4 D_{5/2} (^3P)$	I: $\pm (0,267) (0,800) 0,933 1,467 2,000$ II: $(0,28) (0,80) 0,93 1,47 2,00$ III: $(0,261) (0,788) 0,936 1,459 1,980$	1,733 1,73 1,721 1,200 1,20 1,197
31	4277,55	$4 s^2 D_{5/2} (^1D) - 4 p^4 P_{3/2} (^1D)$	I: $\pm (0,067) (0,200) 1,000 1,133 1,267 1,400$ II: $(0,00)$ * III: $(0,071) (0,206) 0,993 1,135 ...$ 1,09	1,200 1,20 1,200 1,333 1,33 1,338



Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
32	4275,167	$4 p^2 P_{1/2} (^3P) - 5 s^2 P_{3/2} (^3P)$	I: $\pm (0,333)$ 1,000 1,667 II: $(0,22)$ ... 1,647 III: $(0,228)$ ... 1,668	0,667 0,99 § 0,987 1,333 1,23 §† 1,244 0,667 0,81 § 0,806 1,333 1,43 §† 1,446 0,667 0,60 §† 0,679 1,333 1,43 §† 1,448 0,667 0,81 § 0,817 2,667 2,53 § 2,550 1,200 1,20 1,204 1,333 1,33 1,332
33	4222,679	$4 p^2 P_{3/2} (^3P) - 5 s^2 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (0,333)$ 1,000 1,667 II: $(0,21)$ 1,03 1,45 III: $(0,219)$ 1,031 1,463	1,333 1,23 §† 1,244 0,667 0,81 § 0,806 1,333 1,43 §† 1,446 0,667 0,60 §† 0,679 1,333 1,43 §† 1,448 0,667 0,81 § 0,817 2,667 2,53 § 2,550 1,200 1,20 1,204 1,333 1,33 1,332
34	4218,683	$4 p^2 D_{3/2} (^3P) - 5 s^2 P_{3/2} (^3P)$	I: $\pm (0,267)$ (0,800) 0,533 1,067 1,600 II: ... (0,79) ... * III: $(0,264)$ (0,794) ... 1,182 ...	0,800 0,90 §† 0,918 0,800 0,80 0,805 1,200 1,24 § 1,240 0,800 0,90 §† 0,921 0,000 0,00 0,000 1,200 1,20 1,204 2,000 2,00 1,997
35	4131,73	$4 s^2 D_{3/2} (^1D) - 4 p^2 P_{1/2} (^1D)$	I: $\pm (0,067)$ 0,733 0,867 II: $(0,00)$ 0,84 * III: $(0,063)$ 0,741 0,867	0,800 0,80 0,805 1,200 1,24 § 1,240 0,800 0,90 §† 0,921 0,000 0,00 0,000 1,200 1,20 1,204 2,000 2,00 1,997
36	4103,957	$4 p^2 D_{5/2} (^3P) - 5 s^2 P_{3/2} (^3P)$	I: $\pm (0,067)$ (0,200) 1,000 1,133 1,267 1,400 II: $(0,00)$ 0,97 * III: $(0,104)$ (0,317) 0,927 ...	1,200 1,24 § 1,240 0,800 0,90 §† 0,921 0,000 0,00 0,000 1,200 1,20 1,204 2,000 2,00 1,997
37	4077,057	$4 p^2 D_{3/2} (^3P) - 5 s^2 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (0,067)$ 0,733 0,867 II: $(0,00)$ 0,94 * III: $(0,052)$ ... 0,973	0,800 0,90 §† 0,921 0,000 0,00 0,000 1,200 1,20 1,204 2,000 2,00 1,997
38	4076,64	$4 p^4 D_{1/2} (^3P) - 5 s^4 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (1,333)$ 1,333 II: $(1,27)$ 1,27 III: $(1,275)$ 1,275	0,800 0,90 §† 0,921 0,000 0,00 0,000 1,200 1,20 1,204 2,000 2,00 1,997
39	4072,01	$4 p^2 D_{5/2} (^1D) - 5 s^2 D_{5/2} (^1D)$	I: $\pm (0,000)$ 1,200 II: $(0,00)$ 1,20 III: $(0,000)$ 1,204	0,800 0,90 §† 0,921 0,000 0,00 0,000 1,200 1,20 1,204 2,000 2,00 1,997
40	4052,94	$4 s^2 S_{1/2} (^1S) - 4 p^2 P_{3/2} (^1S)$	I: $\pm (0,333)$ 1,000 1,667 II: $(0,33)$ 1,00 1,67 III: $(0,336)$ 0,999 1,661	0,800 0,90 §† 0,921 0,000 0,00 0,000 1,200 1,20 1,204 2,000 2,00 1,997

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
41	4042,91	$4 s^2 D_{3/2} (^1D) - 4 p^2 D_{3/2} (^1D)$	I: $\pm$ (0,000) 0,800 II: (0,00) 0,80 III: (0,000) 0,804	0,800 0,80 0,804
42	4013,852	$3 d^4 D_{7/2} (^3P) - 4 p^4 D_{7/2} (^3P)$	I: $\pm$ (0,000) 1,429 II: (0,00) 1,44 III: (0,000) 1,431	1,429 1,43 1,431
43	3994,81	$4 s^2 S_{1/2} (^1S) - 4 p^2 P_{1/2} (^1S)$	I: $\pm$ (0,667) 1,333 II: (0,615) 1,37 III: (0,614) 1,374	0,667 0,76 § 0,760
44	3979,391	$4 p^4 S_{3/2} (^3P) - 4 d^4 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm$ (0,333) 1,667 2,333 II: (0,31) 1,69 2,29 III: (0,300) 1,679 2,293	0,667 2,00 2,00 1,984
45	3932,567	$4 p^4 S_{3/2} (^3P) - 4 d^4 P_{3/2} (^3P)$	I: $\pm$ (0,133) (0,400) 1,600 1,867 2,133 II: (...) (0,73) 1,26 1,75 2,25 III: (0,245) (0,734) 1,248 1,739 2,230	1,733 1,51 §† 1,494
46	3928,599	$4 s^4 P_{1/2} (^3P) - 4 p^4 S_{3/2} (^3P)$	I: $\pm$ (0,333) 1,667 2,333 II: (0,33) 1,66 2,32 III: (0,341) 1,659 2,307	2,000 2,00 1,988
47	3868,75	$4 p^4 S_{3/2} (^3P) - 4 d^4 P_{5/2} (^3P)$	I: $\pm$ (0,200) (0,600) 1,000 1,400 1,800 2,200 II: von II nicht untersucht * III: (0,204) (0,602) 0,986 ...	2,000 — 1,986 1,588
48	3850,565	$4 s^4 P_{3/2} (^3P) - 4 p^4 S_{3/2} (^3P)$	I: $\pm$ (0,133) (0,400) 1,600 1,867 2,133 II: ... (0,385) ... * III: (0,133) (0,389) 1,584 1,851 2,137	2,000 2,00 1,986
49	3830,43	$4 p^2 D_{3/2} (^1D) - 4 d^2 P_{1/2} (^1D)$	I: $\pm$ (0,067) 0,733 0,867 II: von II nicht untersucht * III: (0,070) ... 0,879	0,800 — 0,809

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
50	3826,826	$4p^4D_{5/2}({}^3P) - 4d^4D_{5/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,000) 1,371 II: (0,00) 1,44 * III: (...) (...) (0,070) ..... 1,348	1,371 — § 1,334
51	3825,715	$4p^2D_{5/2}({}^3P) - 4d^2D_{5/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,000) 1,200 II: von II nicht untersucht * III: (0,000) 1,195	1,200 — 1,195
52	3780,87	$4p^4D_{7/2}({}^3P) - 4d^4D_{7/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,000) 1,429 II: (0,00) 1,41 III: (0,000) 1,427	1,429 — 1,427
53	3770,569	$4p^4P_{1/2}({}^3P) - 5s^4P_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,467) 1,267 2,200 II: (0,515) 1,09 — III: (0,514) 1,095 2,123	2,667 2,67 §† 2,637
54	3766,13	$3d^2P_{3/2}({}^3P) - 4p^2P_{3/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,000) 1,333 II: (0,00) 1,325 III: (0,000) 1,338	1,333 1,33 1,338
55	3765,313	$4p^4P_{5/2}({}^3P) - 5s^4P_{5/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,000) 1,600 II: (0,00) 1,60 III: (0,000) 1,603	1,600 1,60 1,603
56	3729,30	$4s^4P_{5/2}({}^3P) - 4p^4S_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,200) (0,600) 1,000 1,400 1,800 2,200 II: (0,20) (0,60) 1,00 1,40 1,80 2,20 III: (0,198) (0,590) 1,007 1,401 1,795 2,190	1,600 1,60 1,603 1,600 2,000 2,00
57	3718,21	$4p^2D_{3/2}({}^1D) - 4d^2F_{5/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,029) (0,086) 0,771 0,829 0,886 0,943 II: (0,00) * III: (0,027) (0,901) ..... 0,91 0,954	0,800 0,80 0,802
58	3639,85	$4p^2P_{3/2}({}^1D) - 4d^2D_{5/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,067) (0,200) 1,000 1,133 1,267 1,400 II: (0,00) * III: (0,075) (0,203) 0,995 ..... 1,05	1,333 1,33 1,333

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
59	3588,483	$4 p^4 D_{7/2} (^3P) - 4 d^4 F_{9/2} (^3P)$	I: $\pm (0,05) (0,14) (0,24) (0,33) 1,00 1,10$ 1,19 1,29 1,38 1,48 1,57 1,67 von II nicht untersucht II: $(0,045) (0,147) (\dots) 1,013$ * III: 1,099 ...	1,429 — 1,422 1,330 1,029 — 1,200 § 1,045 0,400 0,62 §† 0,612
60	3582,397	$4 p^4 D_{3/2} (^3P) - 4 d^4 F_{5/2} (^3P)$	I: $\pm (0,086) (0,257) 0,772 0,943 1,114 1,286$ II: $0,86 (0,00) 0,98$ * III: $\pm (0,077) (0,232) 0,813 \dots$	1,200 — 1,200 1,045 0,000 0,00 0,000
61	3581,652	$4 p^4 D_{1/2} (^3P) - 4 d^4 F_{3/2} (^3P)$	I: $\pm (0,200) 0,200 0,600$ II: $(0,315) 0,315 0,93$ III: $(0,301) 0,301 0,918$	0,000 0,00 0,000
62	3576,658	$4 p^4 D_{5/2} (^3P) - 4 d^4 F_{7/2} (^3P)$	I: $\pm (0,067) (0,200) (0,333) 0,905 1,038$ 1,171 1,305 1,438 1,571 II: $(0,00) 1,10$ * III: $(0,060) (0,176) (\dots) 0,924 \dots$	1,371 — § 1,334 1,238 — § 1,217
63	3565,071	$4 p^4 D_{1/2} (^3P) - 4 d^4 P_{3/2} (^3P)$	I: $\pm (0,867) 0,867 2,600$ II: $(0,755) 0,755 2,29$ III: $(0,748) 0,748 2,248$	0,000 0,00 0,000
64	3559,545	$4 p^2 D_{5/2} (^3P) - 4 d^2 F_{7/2} (^3P)$	I: $\pm (0,028) (0,085) (0,142) 1,000 1,058$ 1,115 1,172 1,228 1,285 II: $(0,00) 1,045$ * III: $(0,040) (0,114) (0,205) 0,966 \dots$	1,200 — § 1,243 1,143 — § 1,167
65	3514,426	$4 p^4 P_{3/2} (^3P) - 4 d^4 D_{5/2} (^3P)$	I: $\pm (0,181) (0,543) 0,828 1,190 1,553 1,915$ II: nach II völlig verschwommen * III: $(0,179) (0,531) 0,844 1,190 \dots$	1,733 — 1,721 1,371 — 1,371



Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
66	3509,811 <sup>1)</sup>	$4p^4P_{1/2}({}^3P) - 4d^4D_{1/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (1,333) 1,333 II: (1,325) 1,325 * III: (1,135) 1,513	2,667 2,67 2,647 §† 0,380
67	3491,290	$4p^4P_{3/2}({}^3P) - 4d^4D_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,267) (0,800) 0,933 1,467 2,000 II: ... (0,725) ... 1,495 ... III: (0,254) (0,760) ... 1,451 ...	1,733 — § 1,705 1,200 — 1,198
68	3478,26	$4p^4P_{3/2}({}^3P) - 3d^2S_{1/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,133) 1,600 1,867 II: (0,00) 1,71 * III: (0,025) 1,690 1,740	1,733 — 1,715 2,000 — § 1,660
69	3476,776	$4p^4P_{5/2}({}^3P) - 4d^4D_{5/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,114) (0,343) (0,572) 1,028 1,257 1,486 1,714 1,943 II: 1,46 (0,535) (0,535) 1,58 * III: $\pm$ (...) (0,329) (0,546) ... 1,485 ...	1,600 — 1,595 1,371 — 1,376 0,000 — § 0,382
70	3466,383	$4p^4P_{3/2}({}^3P) - 4d^4D_{1/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,867) 0,867 2,600 II: 2,33 (0,74) (0,74) 2,43 * III: $\pm$ (0,673) 1,055 2,401	1,733 — 1,728 0,000 — § 0,382
71	3388,566	$4p^2S_{1/2}({}^3P) - 4d^2P_{3/2}({}^3P)$	I: $\pm$ (0,333) 1,000 1,667 II: (0,195) 1,10 ... III: (0,188) 1,128 1,499	2,000 1,68 § 1,692 1,333 1,29 §† 1,316
72	3376,46	$4p^2F_{7/2}({}^1D) - 4d^2F_{7/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,000) 1,143 II: (0,00) 1,13 III: (0,000) 1,136	1,143 1,13 1,136 1,143 1,13 1,136
73	3350,94	$4p^2F_{5/2}({}^1D) - 4d^2F_{5/2}({}^1D)$	I: $\pm$ (0,000) 0,857 II: (0,00) 0,86 III: (0,000) 0,862	0,857 0,86 0,862 0,857 0,86 0,862

1) Vgl. hierzu Fig. 1.

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	1	2	3	4
74	3307,228	$4 p^2 P_{1/2} (^3P) - 4 d^2 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (0,000)$ 0,667 II: (0,12) 0,82 III: (0,159) 0,827	0,667 0,94 §† 0,987
75	3293,628	$4 p^2 P_{3/2} (^3P) - 4 d^2 P_{3/2} (^3P)$	I: $\pm (0,000)$ 1,333 II: (0,00) 1,26 * III: (...) (0,119) ... 1,288 ...	1,333 1,23 §† 1,248
76	3243,71	$4 p^4 P_{3/2} (^3P) - 4 d^4 P_{1/2} (^3P)$	I: $\pm (0,467)$ 1,267 2,200 II: von II nicht untersucht * III: (0,439) 1,288 2,163	1,733 — 1,727 § 2,604
77	3033,52	$4 s^2 P_{1/2} (^3P) - 4 p^2 P_{3/2} (^1D)$	I: $\pm (0,333)$ 1,000 1,667 II: (0,33) ... 1,67 III: (0,328) 0,996 1,650	0,667 0,67 0,667
78	3028,93	$4 p^2 P_{1/2} (^3P) - 4 d^2 D_{3/2} (^3P)$	I: $\pm (0,067)$ 0,733 0,867 II: von II nicht untersucht * III: (0,074) 0,759 ...	0,667 — 0,981
79	3026,75	$4 p^2 P_{3/2} (^1D) - 4 d^2 S_{1/2} (^1D)$	I: $\pm (0,333)$ 1,000 1,667 II: von II nicht untersucht * III: (0,336) 0,996 1,668	1,333 — 1,332
80	2979,05	$4 s^2 P_{1/2} (^3P) - 4 p^2 P_{1/2} (^1D)$	I: $\pm (0,000)$ 0,667 II: (0,00) 0,635 III: (0,000) 0,677	0,667 0,67 § 0,677
81	2942,90	$4 s^2 P_{3/2} (^3P) - 4 p^2 P_{3/2} (^1D)$	I: $\pm (0,000)$ 1,333 II: (0,00) 1,33 III: (0,000) 1,328	1,333 1,33 1,328

4. Ergebnis aus Tabelle 1: Die  $g$ -Werte der Terme des 4  $s$ -, 4  $p$ -, 4  $d$ - und 5  $s$ -Zustandes und  $g$ -Summen (Tabelle 2–5).

Tabelle 2.  $g$ -Werte und  $g$ -Summen des 4  $s$ -Elektrons.

Grenze	Term	$g$ nach I	$g$ nach II	$g$ nach III	ermittelt aus Linie Nr.:	$j$
$^3P$	$^4P_{5/2}$	$1,600 = 8/5$	1,60	1,598	9, 29, 56	$5/2$
$^1D$	$^2D_{5/2}$	$1,200 = 6/5$	1,20	1,202	12, 31	
$\Sigma g$		2,800	2,80	2,800		
$^3P$	$^4P_{3/2}$	$1,733 = 26/15$	1,73	1,722	3, 6, 19, 30, 48	$3/2$
	$^2P_{3/2}$	$1,333 = 4/3$	1,33	1,334	5, 10, 11, 15, 24, 81	
$^1D$	$^2D_{3/2}$	$0,800 = 4/5$	0,80	0,803	13, 35, 41	
$\Sigma g$		3,866	3,86	3,859		
$^3P$	$^4P_{1/2}$	$2,667 = 8/3$	2,67	2,650	18, 22, 46	$1/2$
	$^2P_{1/2}$	$0,667 = 2/3$	0,67	0,676	2, 4, 8, 14, 77, 80	
$^1D$	$^2S_{1/2}$	2,000	2,00	1,993	21, 26, 40, 43	
$\Sigma g$		5,333	5,34	5,319		

Tabelle 3.  $g$ -Werte und  $g$ -Summen des 4  $p$ -Elektrons.

Grenze	Term	$g$ nach I	$g$ nach II	$g$ nach III	ermittelt aus Linie Nr.:	$j$
$^3P$	$^4D_{7/2}$	$1,429 = 10/7$	1,43	1,427	29, 42, 52, 59	$7/2$
$^1D$	$^2F_{7/2}$	$1,143 = 8/7$	1,14	1,140	12, 72	
$\Sigma g$		2,572	2,57	2,567		
$^3P$	$^4D_{5/2}$	$1,371 = 48/35$	1,33	§ 1,334	19, 50, 62	$5/2$
	$^4P_{5/2}$	$1,600 = 8/5$	1,60	1,599	55, 69	
	$^2D_{5/2}$	$1,200 = 6/5$	1,24	§ 1,241	5, 36, 64	
	$^2F_{5/2}$	$0,857 = 6/7$	0,86	0,857	13, 73	
$^1D$	$^2D_{5/2}$	$1,200 = 6/5$	1,20	1,202	16, 27, 39, 51	
$\Sigma g$		6,228	6,23	6,233		
$^3P$	$^4D_{3/2}$	$1,200 = 6/5$	1,20	1,199	18, 30, 60	$3/2$
	$^4P_{3/2}$	$1,733 = 26/15$	1,73	1,720	3, 9, 20, 65, 67, 68, 70, 76	
	$^4S_{3/2}$	2,000	2,00	1,987	44, 45, 46, 47, 48, 56	
	$^2D_{3/2}$	$0,800 = 4/5$	0,90	§† 0,918	2, 10, 34, 37	
	$^2P_{3/2}$	$1,333 = 4/3$	1,23	§† 1,244	8, 15, 33, 75	
	$^2D_{3/2}$	$0,800 = 4/5$	0,80	0,804	25, 41, 49, 57	
$^1D$	$^2P_{3/2}$	$1,333 = 4/3$	1,33	1,332	31, 54, 58, 77, 79, 81	
$^1S$	$^2P_{3/2}$	$1,333 = 4/3$	1,33	1,332	40	
$\Sigma g$		10,532	10,52	10,536		

Tabelle 3 (Fortsetzung).

Grenze	Term	$g$ nach I	$g$ nach II	$g$ nach III	ermittelt aus Linie Nr.:	$j$
${}^3P$	${}^4D_{1/2}$	0,000	0,00	0,000	22, 38, 61	$1/2$
	${}^4P_{1/2}$	$2,667 = 8/3$	2,67	2,638	6, 28, 53, 66	
	${}^2P_{1/2}$	$0,667 = 2/3$	0,99	§ 0,983	4, 11, 32, 74, 78	
	${}^2S_{1/2}$	2,000	1,68	1,695	14, 23, 24, 71	
${}^1D$	${}^2P_{1/2}$	$0,667 = 2/3$	0,60	§ <sup>1)</sup> 0,677	17, 35, 80	$1/2$
${}^1S$	${}^2P_{1/2}$	$0,667 = 2/3$	0,76	§ 0,760	43	
$\Sigma g$		6,668	6,70	§ 6,753		

Tabelle 4.  $g$ -Werte und  $g$ -Summen des  $4d$ -Elektrons<sup>2)</sup>.

Grenze	Term	$g$ nach I	$g$ nach II	$g$ nach III	ermittelt aus Linie Nr.:	$j$
${}^3P$	${}^4F_{9/2}$	$1,333 = 4/3$	—	1,330	59	$9/2$
$\Sigma g$		1,333	—	1,330		
${}^3P$	${}^4D_{7/2}$	$1,429 = 10/7$	1,43	1,427	52	$7/2$
	${}^4F_{7/2}$	$1,238 = 78/63$	—	§ 1,217	62	
	${}^2F_{7/2}$	$1,143 = 8/7$	—	§ 1,167	64	
$\Sigma g$		3,811	—	3,810		

<sup>1)</sup> Die mehr als 10%ige Differenz zwischen den Resultaten von II und III für den  $g$ -Wert des Terms  ${}^2P_{1/2}$  ( ${}^1D$ ) erklärt sich folgendermaßen: Die Beobachter von II bestimmen den  $g$ -Wert dieses Terms aus der Linie 2979,05 Å (Nr. 80). Als Aufspaltung ist für diese nach Landés  $g$ -Formel das Zeeman-Triplett  $\pm (0,000) 0,667$  zu erwarten. Sie finden jedoch das Zeeman-Triplett  $\pm (0,00) 0,635$ . Da der erste Term der Linie 2979,05 (Termkombination s. Tabelle 1, Nr. 80) einen normalen  $g$ -Wert (0,57) aufweist (aus Messungen anderer Kombinationen), folgern die Beobachter von II, daß der  $g$ -Wert von  $4p\ {}^2P_{1/2}$  ( ${}^1D$ ) 0,60 beträgt (vgl. hierzu ZS. f. Phys. **62**, 39, 1930). Würde dies zutreffen, so müßte 2979,05 das Quartett  $\pm (0,03) 0,63$  bilden. Ein solches Quartett müßte aber mit der Auflösungskraft der Apparatur von III noch auflösbar sein. Das Bild von 2979,05 bei III zeigt jedoch das absolut scharfe Zeeman-Triplett  $\pm (0,000) 0,677$ . Also  $g_x = g_y = 0,677$ . Daß diesem Wert reale Bedeutung zukommt, ergibt ein Vergleich mit zwei Kombinationen desselben Terms: 4474,77 (Nr. 17) und 4131,73 (Nr. 35). Ihr  $g$  beträgt für diesen Term 0,674 bzw. 0,679. —

<sup>2)</sup> Für 22 der 26 Terme des  $4d$ -Zustandes konnte Verfasser (III) die dazugehörigen  $g$ -Werte bestimmen; für die restlichen vier war dies teils infolge Unauflösbarkeit [bei  ${}^2G_{9/2}$  ( ${}^1D$ ) und  ${}^2G_{7/2}$  ( ${}^1D$ )], teils wegen zu geringer Intensität der zur Verfügung stehenden Linien (bei  ${}^2D_{3/2}$  ( ${}^1D$ ) und  ${}^2P_{3/2}$  ( ${}^1D$ )) nicht möglich. Trotzdem ist für die Termgruppen mit  $j = 5/2$  und  $j = 1/2$  eine vollzählige Zusammenstellung der  $g$ -Werte und Bildung der  $g$ -Summen durchführbar, für die übrigen Termgruppen ( $j = 9/2, 7/2$  und  $3/2$ ) eine solche der Terme mit Grenze  ${}^3P$ .



Tabelle 4 (Fortsetzung).

Grenze	Term	$g$ nach I	$g$ nach II	$g$ nach III	ermittelt aus Linie Nr.:	$j$
$^3P$	$^4D_{5/2}$	$1,371 = 48/35$	—	1,370	50, 65, 69	$5/2$
	$^4F_{5/2}$	$1,029 = 36/35$	—	§ 1,045	60	
	$^4P_{5/2}$	$1,600 = 8/5$	—	1,588	47	
	$^2D_{5/2}$	$1,200 = 6/5$	—	1,198	1	
	$^2F_{5/2}$	$0,857 = 6/7$	0,86	0,861	53	
$^1D$	$^2D_{5/2}$	$1,200 = 6/5$	1,20	1,196	51	$5/2$
	$^2F_{5/2}$	$0,857 = 6/7$	0,86	0,862	73	
$\Sigma g$		8,114	—	8,120		
$^3P$	$^4D_{3/2}$	$1,200 = 6/5$	—	1,198	67	$3/2$
	$^4F_{3/2}$	$0,400 = 2/5$	0,62	§ 0,612	61	
	$^4P_{3/2}$	$1,733 = 26/15$	1,51	§† 1,494	45	
	$^2D_{3/2}$	$0,800 = 4/5$	—	§ 0,833	78	
	$^2P_{3/2}$	$1,333 = 4/3$	1,29	† 1,322	71, 75	
$\Sigma g$		5,466	—	5,459		
$^3P$	$^4D_{1/2}$	0,000	—	§ 0,380	66, 70	$1/2$
	$^4P_{1/2}$	$2,667 = 8/3$	2,62	§ 2,600	44, 76	
	$^2P_{1/2}$	$0,667 = 2/3$	0,70	† 0,667	74	
$^1D$	$^2P_{1/2}$	$0,667 = 2/3$	—	0,670	49	
	$^2S_{1/2}$	2,000	—	2,004	79	
$\Sigma g$		6,001	—	§ 6,321		

Tabelle 5.  $g$ -Werte und  $g$ -Summen des  $5s$ -Elektrons<sup>1)</sup>.

Grenze	Term	$g$ nach I	$g$ nach II	$g$ nach III	ermittelt aus Linie Nr.:	$j$
$^3P$	$^4P_{5/2}$	$1,600 = 8/5$	1,60	1,603	55	$5/2$
$^1D$	$^2D_{5/2}$	$1,200 = 6/5$	1,20	1,204	39	
$\Sigma g$		2,800	2,80	2,807		
$^3P$	$^4P_{3/2}$	$1,733 = 26/15$	1,63	§† 1,609	53	$3/2$
	$^2P_{3/2}$	$1,333 = 4/3$	1,43	§† 1,445	32, 34, 36	
$\Sigma g$		3,066	3,06	3,054		
$^3P$	$^4P_{1/2}$	$2,667 = 8/3$	2,53	§ 2,550	38	$1/2$
	$^2P_{1/2}$	$0,667 = 2/3$	0,81	§ 0,816	23, 33, 37	
$\Sigma g$		3,334	3,34	§ 3,366		

<sup>1)</sup> Der  $g$ -Wert des Terms  $5s\ ^2D_{1/2}$  ( $^1D$ ) fehlt in dieser Tabelle, da keine mit diesem Term kombinierende Linie bekannt ist, welche sich zur Untersuchung eignet. Die  $g$ -Summe der  $5s$ -Terme mit  $j = 3/2$  beschränkt sich deshalb auf die Terme mit Grenze  $^3P$ .

## 5. Ergebnis.

Die Vereinigung extrem hoher Feldstärken in der neuartigen Spektrallampe mit der großen Auflösungskraft der Tübinger Gitteraufstellung haben eine erhebliche Steigerung der Genauigkeit der Messungsergebnisse gebracht. Damit ist eine verschärfte Prüfung der Zeeman-Typen einschließlich der  $g$ -Summenregeln qualitativ und quantitativ möglich geworden. Als Gesamtergebnis ist — über die Ergebnisse der früheren Arbeiten hinausgehend — festzustellen:

Eine ungewöhnliche Abweichung vom theoretischen  $g$ -Wert zeigt der Term  $4d^4D_{1/2}(3p)$ , nämlich  $g$  nach III 0,380 anstatt (nach I) 0,000. Die Folge ist, daß die mit diesem Term kombinierenden Linien nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ andere Typen haben als erwartet, nämlich ein Quartett statt eines Dubletts (Tabelle 1, Nr. 66,  $\lambda = 3509,811 \text{ \AA}$ , Fig. 1) und ein Sextett statt eines Quartetts (Tabelle 1, Nr. 70,  $\lambda = 3466,383 \text{ \AA}$ ). Dieser Befund steht im schroffen Gegensatz zu der Regel, daß gerade der  $g$ -Wert 0, und zwar dieser allein, auch bei nicht normaler Kopplung erhalten bleibt, während die übrigen  $g$ -Werte mehr oder weniger große Abweichungen zeigen. Dieses reguläre Verhalten zeigen in Tabelle 1 auch exakt die Linien Nr. 20, 23, 28, 38, 61 und 63, obwohl der zweite  $g$ -Wert in diesen Kombinationen zum Teil erheblich von der  $g$ -Formel abweicht (sehr stark z. B. bei Nr. 38, 61 und 63). Einzig im Falle der Linien Nr. 66 und 70 wird statt  $g = 0$  der Wert 0,380 beobachtet, wodurch auch eine qualitative

Abweichung des Typus hervorgerufen wird. Soweit ich sehe, ist ein solcher Fall bisher noch nicht beobachtet. Fig. 1 zeigt die Realität dieser Erscheinung.

Hinsichtlich der  $g$ -Summenregel ist festgestellt, daß sie nicht erfüllt ist bezüglich der Terme mit  $j = 1/2$ , und zwar ist die Abweichung am größten für den Zustand  $4d$  (Abweichung 5%), weniger groß für  $4p$  (Abweichung 1%), am geringsten, aber doch noch sicher nachgewiesen, beim Zustand  $4s$ . Die  $j$ -Werte  $> 1/2$  erfüllen dagegen sämtlich die  $g$ -Summenregeln.

Für die Überlassung der Arbeitsmittel und mannigfachen Rat bin ich dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. E. Back, zu herzlichstem Dank verpflichtet.

Tübingen, Physikalisches Institut der Universität, 2. Juli 1940.



Fig. 1. Anomaler Zeemaneffekt der Linie 3509,811 Å des Argon II-Spektrums in IV. Gitterordnung, vierfach vergrößert und nicht retuschiert.

(Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Wien.)

## Magnetische Doppelbrechung an Alkalimetалldämpfen.

Von Fritz Gabler.

Mit 15 Abbildungen. (Eingegangen am 22. August 1940.)

Es wird eine Anordnung zur Untersuchung des Voigt-Effektes nach der Methode der Babinet-Keile beschrieben. Eine große Anzahl photographischer Aufnahmen dieser Erscheinung an Na und K, sowie erstmalig auch an Rb und Cs bilden die Ausbeute der vorliegenden Experimentaluntersuchung. Ihre wichtigsten Ergebnisse, wie die Aufnahme der Dampfdichtenabhängigkeit des Effektes und die erstmalige Beobachtung der Voigtschen Doppelbrechung in der Umgebung „verbotener“ Zeeman-Übergänge, werden an Hand von Abbildungen besprochen. Ein kurzer Überblick über die Ergebnisse einer wellenmechanischen Theorie des Voigt-Effektes läßt die qualitative Übereinstimmung mit den Beobachtungen erkennen. Über die quantitativen Verhältnisse kann erst nach genauem Vermessen des experimentellen Materials das letzte Wort gesprochen werden.

*1. Einleitung.* Verschiedene Substanzen, insbesondere Metалldämpfe, zeigen für Wellenlängen, die in der Nachbarschaft scharfer Absorptionslinien liegen, starke magnetische Doppelbrechung. Im Gegensatz zum Cotton-Mouton-Effekt beruht diese nicht auf einem Orientierungsphänomen, sondern ist vielmehr eine Begleiterscheinung des inversen, transversalen Zeeman-Effektes. Nach seinem Entdecker, der das Phänomen, von theoretischen Gesichtspunkten geleitet, erstmalig beobachtete<sup>1)</sup>, pflegt man diese Art von Doppelbrechung als Voigt-Effekt zu bezeichnen<sup>2)</sup>.

Von besonderem Interesse ist, auch vom theoretischen Standpunkt aus, die Dispersion des Voigt-Effektes zwischen den Komponenten der im Magnetfeld aufgespaltenen Absorptionslinien. Nach älteren diesbezüglichen Versuchen von Zeeman und Geest haben Voigt<sup>3)</sup> und Hansen<sup>4)</sup> eingehende Untersuchungen an Lithium und Natrium angestellt. Sonst liegen nur wenige Arbeiten über diesen Gegenstand vor<sup>5)</sup>, so daß es nahelegend erscheint, in Ausdehnung der Untersuchung auf die übrigen Alkalimetalle weiteres und neues experimentelles Material zu sammeln. Denn zweifellos erlauben modernere Hilfsmittel bessere Resultate zu erzielen,

<sup>1)</sup> W. Voigt, Gött. Nachr. 1898; Wied. Ann. **67**, 359, 1899. — <sup>2)</sup> Vgl. W. Schütz, im Handb. d. Experimentalphysik (Wien-Harms) Bd. XVI/I, S. 203. — <sup>3)</sup> W. Voigt u. H. M. Hansen, Phys. ZS. **13**, 217, 1912. — <sup>4)</sup> H. M. Hansen, Ann. d. Phys. **43**, 169, 1914. — <sup>5)</sup> Z. B.: J. Becquerel (an Kristallen der seltenen Erden), Phys. ZS. **8**, 632, 1907 und Le Radium **5**, 5, 1908. Ferner (für Natrium): W. Schütz, ZS. f. Phys. **38**, 864, 1926.

als sie seinerzeit Voigt und Hansen erreichbar waren, die u. a. noch gefärbte Flammen als Zeeman-Absorptionslichtquellen benutzten.

2. *Experimentalanordnung.* Die Aufnahme der Voigtschen Doppelbrechung erfolgte nach der bekannten Methode der Babinet-Keile, in Verbindung mit dem großen Rowlandschen Konkavgitter des hiesigen Instituts<sup>1)</sup>. Diese Methode hat bekanntlich den Vorteil großer Anschaulichkeit und liefert unmittelbar die Dispersion der Doppelbrechung<sup>2)</sup>.

Eine schematische Skizze der optischen Anordnung gibt Fig. 1. Die den kontinuierlichen Untergrund liefernde Lichtquelle  $L$  — bei Rb und Cs

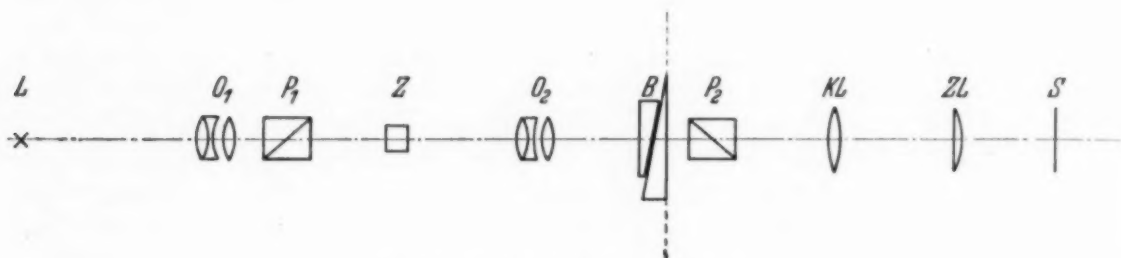


Fig. 1. Die optische Anordnung.

ein Kohlebogen, bei Na und K wegen der störenden Selbstabsorption im Bogen eine Wolfram-Punktlichtlampe — wird vom Objektiv  $O_1$  erst in der den absorbierenden Dampf enthaltenden Zelle  $Z$  und sodann von einem zweiten Objektiv  $O_2$  in der Austrittsfläche der beiden Babinet-Keile  $B$  (punktiert angedeutet) abgebildet. Die Polarisationsprismen  $P_1$  und  $P_2$  sind unter  $45^\circ$  zur Kraftlinienrichtung (welche in der Horizontalen verläuft) orientiert. Die Keilkanten stehen vertikal. Die an der Austrittsfläche der Keile entstehenden horizontalen Interferenzstreifen (Kurven gleicher Phasendifferenz) werden von der Konvexlinse  $KL$  an den hinter der Lichtquelle liegenden Ort der horizontalen Brennpunktlinie des Gitters abgebildet, während die Zylinderlinse  $ZL$  das Licht auf den vertikalen Spalt  $S$  konzentriert.

Die Zelle  $Z$ , zwischen den kegelstumpfförmigen Polschuhen eines wassergekühlten, Weisschen Elektromagneten justiert, war aus Jenaer Geräte- oder Duranglasrohr geblasen. Ihr eigentlicher Dampfraum erhielt durch Ziehen des Rohres über einen Dorn rechteckigen Querschnitt, wie dies Fig. 2 zeigt, in welcher auch der Lichtweg durch die Zelle als Pfeil

<sup>1)</sup> Dieses Gitter, mit dem schon Eder und Valenta gearbeitet haben, war nach Runge und Paschen aufgestellt. Die stigmatische Abbildung der Lichtquelle erfolgte nach der Methode von Runge und Mannkopff, ZS. f. Phys. 45, 13, 1927. — <sup>2)</sup> Vgl. W. Schütz, a. a. O.



angedeutet ist. Durch sorgfältiges Kühlen des Glases wird hinreichende Spannungsfreiheit erzielt. Fig. 3 stellt einen Längsschnitt durch die Zelle (schematisch) dar: sie erhält bei *E* ein dünnwandiges Glasröhrchen *R* zur Aufnahme eines Thermoelements und bei *B* einen Boden eingeschmolzen. Nach der Füllung im Vakuum durch den Ansatz *A* wird dieser abgezogen und sodann die Zelle von *B* bis *E* mit einer elektrischen Heizung bewickelt, die nur einen Durchblick durch kleine Fenster *F* freiläßt. Da der Zellenquerschnitt auf der Höhe von *F* etwa  $3,5 \times 5,5$  mm licht, bei 0,5 mm Wandstärke beträgt, gelingt es, wenn die kobaltlegierten Polschuhe ganz an die Zelle herangeschoben sind, homogenes Feld von rund 30000 Ørsted längs des ganzen Absorptionsweges zu erzielen. Das zur Temperaturmessung benutzte Thermoelement aus Ni und Ni-Cr war bei den Siedepunkten von Wasser, Naphthalin, Benzophenon und Schwefel geeicht worden.

In der beschriebenen Anordnung durchziehen die Babinet-Interferenzstreifen das gesamte Spektrum als annähernd horizontale Gerade, deren Distanz gegen das violette Ende hin langsam abnimmt. Außerhalb des Absorptionsgebietes ändert sich dieses Bild auch im Magnetfeld nicht, da die Cotton-Moutonsche Doppelbrechung zu klein ist, um sich in dieser Anordnung bemerkbar zu machen. In der Umgebung der Zeeman-Komponenten jedoch erfahren die Interferenzstreifen mehr oder weniger starke Verbiegungen, die ein anschauliches Bild der Voigtschen Doppelbrechung liefern. Fig. 4 zeigt, um dies zu illustrieren, als Beispiel den Voigt-Effekt an der Kaliumlinie 7699 Å (vergrößerter Ausschnitt aus Platte Nr. 27; vgl. Abschnitt 4, Tabelle 1).

Soweit es sich um Linien im sichtbaren Gebiet handelt, ist okulare Beobachtung möglich und enthüllt, sofern die Intensität des kontinuierlichen Untergrundes ausreicht, ein prächtiges, bis in alle Einzelheiten durchgezeichnetes Bild des Effektes. Besonders eindrucksvoll ist es, das sich aus der Absorptionslinie heraus entwickelnde Bild beim langsamen Einschalten des Magnetfeldes zu beobachten. Trotzdem ist auch in diesem Spektralgebiet zur Fixierung der Erscheinung die im Ultrarot und Ultraviolett unerläßliche photographische Aufnahme vorzuziehen.



Fig. 2. Ansicht der Zelle.



Fig. 3. Schematischer Längsschnitt durch die Zelle.

Je nach Intensität und gewünschter Linienaufspaltung wurde in zweiter, dritter oder vierter Gitterordnung gearbeitet, eventuell unter Vorsetzen passender Filter. Als solche standen in Verwendung:

Für

die Na-Resonanzlinien: 1 bis 2 cm 10%ige Kaliumbichromatlösung;  
für die Resonanzlinien des K, Rb und Cs: 2 mm Schott-Glas RG 8;  
für die Linien des K, Rb und Cs im nahen Ultraviolett bzw. im äußersten Violett: 2 mm Schott-Glas BG 12, oder ein auf Rotationsdispersion beruhendes Quarzplattenfilter<sup>1)</sup>.

Als Plattenmaterial dienten „Agfa“ Isochrom-, Isopan- und Infrarotplatten.

3. *Theoretische Erläuterungen.* Die ersten theoretischen Untersuchungen der magnetischen Doppelbrechung, die als Begleiterscheinung des inversen

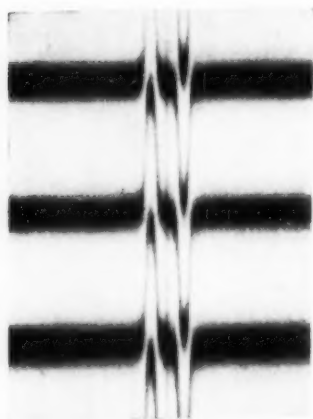


Fig. 4. Voigt-Effekt in der Umgebung der Kaliumlinie  $\lambda = 7699 \text{ \AA}$ .

Zeeman-Effektes in der Umgebung scharfer Absorptionslinien auftritt, gab, wie schon in der Einleitung erwähnt, Voigt. Seine Rechnung<sup>2)</sup> hat die Elektronentheorie des Zeeman-Effektes als Grundlage und muß demnach, um auch bei anomalen Aufspaltungen richtige Resultate zu liefern, bestimmte Elektronenkopplungen annehmen, über welche man heute in der modernen Theorie des Zeeman-Phänomens längst hinaus ist. Wir verweilen deshalb auch nicht bei den an die Voigtschen Arbeiten angeknüpften Erörterungen Hansens<sup>3)</sup>, der den Voigt-Effekt z. B. in der Umgebung der Na-Resonanz-

linien numerisch berechnete. Wir gehen vielmehr sofort zu einer neueren Anschauung über.

Auf Grund der allgemeinen Arbeiten von de Kronig<sup>4)</sup> über die wellenmechanische Behandlung der elektro- und magneto-optischen Effekte berechnete Angenetter (bisher unveröffentlicht) die transversale magnetische Doppelbrechung in der Umgebung der Hauptserienlinien der Alkalien, also für die Übergänge  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$  bzw.  $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ . Erstere Linien (z. B. Na-D<sub>1</sub>) spalten im Magnetfeld bekanntlich in vier (Zeeman-Typus  $\frac{(2)4}{3}$ ), letztere (z. B. Na-D<sub>2</sub>) in sechs Komponenten (Typus  $\frac{(1)35}{3}$ ) auf, wenn wir

<sup>1)</sup> F. Gabler, Phys. ZS. **41**, 339, 1940. — <sup>2)</sup> Siehe am besten: W. Voigt, Elektro- und Magneto-optik, Leipzig, B. G. Teubner, 1908. — <sup>3)</sup> H. M. Hansen, a. a. O. — <sup>4)</sup> R. de L. Kronig, ZS. f. Phys. **45**, 458, 508; 1927, **47**, 702, 1928.

zunächst von den später erwähnten verbotenen Übergängen absehen. Ich verdanke es der Freundlichkeit H. Angenettters, von den Ergebnissen seiner Rechnung Gebrauch machen zu dürfen. Man erhält unter Vernachlässigung der gegenseitigen Beeinflussung der Einzelatome des absorbierenden Dampfes:

1. Für den Übergang  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$  als Phasendifferenz  $\Delta$  zwischen ordentlicher und außerordentlicher Welle

$$\Delta = k \frac{N \cdot L \cdot a(1/2, 1/2)}{\mu_0} \cdot f\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right); \quad (1)$$

2. für den Übergang  $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$  die Phasendifferenz

$$\Delta = \frac{2k}{3} \frac{N \cdot L \cdot a(1/2, 3/2)}{\mu_0} \cdot g\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right) \quad (2)$$

mit folgender Bedeutung der einzelnen Größen:  $k$  eine universelle Konstante;  $N$  die Anzahl der Atome des absorbierenden Dampfes im  $\text{cm}^3$ ;  $N$  ist also proportional dem Quotienten aus Druck und absoluter Temperatur  $p/T$ ;  $L$  die Lichtweglänge in der absorbierenden Schicht im Magnetfeld der Stärke  $H$ ;  $a(1/2, 1/2)$  bzw.  $a(1/2, 3/2)$  die Übergangswahrscheinlichkeit des betreffenden Überganges;  $f(\mu/\mu_0)$  bzw.  $g(\mu/\mu_0)$  Funktionen der Variablen  $\mu/\mu_0$ ;  $\mu_0 = \frac{e}{2mcH}$  die normale Zeeman-Aufspaltung im Frequenzmaß;  $\mu = \omega - \omega_0$  der Abstand der Meßfrequenz  $\omega$  von der Frequenz  $\omega_0$  der unaufgespaltenen Linie.

Die Formeln (1) und (2) enthalten in der Größe  $N$  die Dampfdichteabhängigkeit, während die Funktionen  $f$  und  $g$  für die Dispersion der Doppelbrechung maßgebend sind. Es lautet:

Im Falle 1:

$$f = \frac{\mu}{\mu_0} \left[ \frac{1}{9 \frac{\mu^2}{\mu_0^2} - 16} - \frac{1}{9 \frac{\mu^2}{\mu_0^2} - 4} \right].$$

Die Nullstellen dieser Funktion liegen bei:

$$\mu/\mu_0 = 0 \quad \text{und} \quad \mu/\mu_0 = \pm \infty.$$

Bei

$$\mu/\mu_0 = \pm 2/3 \quad \text{und} \quad \pm 4/3$$

(also dort, wo die inversen Zeeman-Komponenten liegen) sind Asymptoten vorhanden. Ferner besitzt  $f$  bei

$$\mu/\mu_0 = \pm 1,0$$

Extremwerte. Zur Veranschaulichung des Verlaufes dieser Funktion ist es zweckmäßig, neben einem beliebigen Ordinatenmaßstab für den Funk-

tionswert  $f$  nicht die Frequenz  $\omega$ , sondern die Größe  $\mu/\mu_0$  als Abszisse zu wählen, wie es in den Fig. 5 und 6 geschehen ist.

Fig. 5 gibt den ungefähren Verlauf der Doppelbrechung im Falle 1 wieder, so wie man also, wenn wir uns des vorigen Abschnittes erinnern,

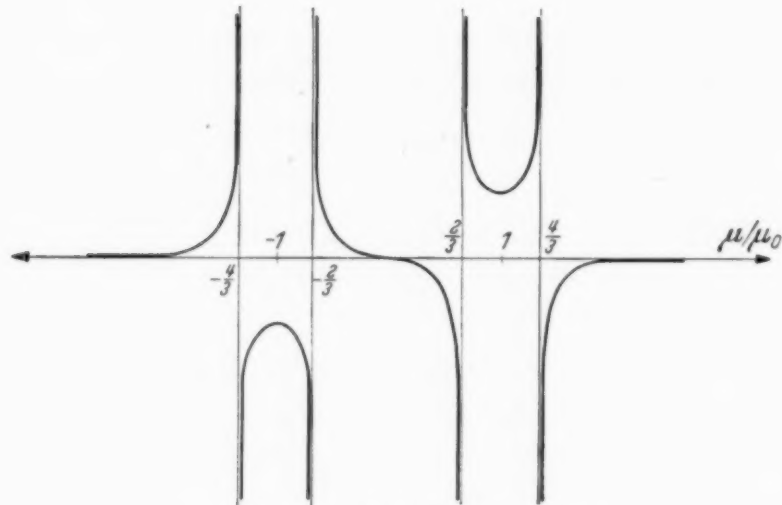


Fig. 5. Verlauf der Funktion  $f(u/u_0)$ .

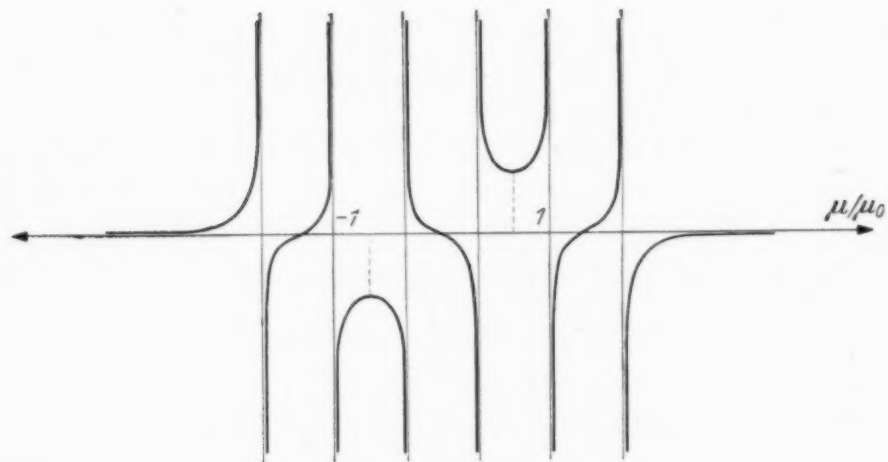


Fig. 6. Verlauf der Funktion  $g(u/u_0)$ .

die Gestalt der Babinet-Streifen erwarten muß. Der Vorteil des Abszissenmaßstabes mit  $\mu/\mu_0$  als Einheit ist, daß man den charakteristischen Kurvenverlauf für verschiedene Feldstärken (Aufspaltungen) umfaßt. Dies geht am klarsten aus einem Beispiel hervor: eine der senkrechten Asymptoten liegt bei  $4/3$ ; d. h. bei einer Frequenz  $\omega$ , die vom Ort der unaufgespaltenen Linie den Abstand von  $4/3$  der normalen Aufspaltung besitzt.

Im Falle 2 ist:

$$g = \frac{\mu}{\mu_0} \left[ \frac{1}{\frac{\mu^2}{\mu_0^2} - 1} + \frac{3}{9 \frac{\mu^2}{\mu_0^2} - 25} - \frac{12}{9 \frac{\mu^2}{\mu_0^2} - 1} \right].$$



Die Nullstellen von  $g$  liegen bei

$$\mu/\mu_0 = 0; \quad \mu/\mu_0 = \pm 1,37; \quad \mu/\mu_0 = \pm \infty.$$

Senkrechte Asymptoten liegen bei

$$\mu/\mu_0 = \pm 1/3, \quad \pm 1,0, \quad \pm 5/3,$$

also wieder an den Stellen der Zeeman-Komponenten.

Endlich weist auch die Funktion  $g$  Extremwerte auf, und zwar bei

$$\mu/\mu_0 = \pm 0,70.$$

Fig. 6 kennzeichnet den Verlauf der Doppelbrechung in der Umgebung der sechsfach aufspaltenden Hauptserienlinien.

Die vorstehenden Ergebnisse stimmen mit der Voigtschen Theorie qualitativ, vor allem was die Proportionalität mit  $N$  anlangt, überein. Für große Abstände  $\mu$  von der unaufgespaltenen Linie gehen beide Fälle 1 und 2 in die gemeinsame Form

$$\Delta = k_1 \cdot N \cdot L \cdot a \cdot \mu_0^2 / \mu^3$$

über, zeigen also Proportionalität mit dem Quadrat der magnetischen Feldstärke. Da ferner  $\mu$  in ungerader Potenz vorkommt, ist die Doppelbrechung in einiger Distanz von der Absorptionslinie auf beiden Seiten von verschiedenem Vorzeichen.

4. *Ergebnisse.* Mit Hilfe der im zweiten Abschnitt beschriebenen Anordnung gelang es, eine große Anzahl photographischer Aufnahmen des Voigt-Effektes an Alkalimetalldämpfen zu machen. Die dabei gestellten, bereits eingangs kurz umrissenen Aufgaben:

1. Bessere und klarere Bilder des am Natrium schon bekannten Effektes zu erzielen, als die von Hansen aus dem Jahre 1914 stammenden;
2. Nachweis des Effektes an  $K^1$ , Rb und Cs;
3. Aufnahme der Dampfdruckabhängigkeit des Effektes

sind als gelöst zu bezeichnen.

Aus dem reichhaltigen Aufnahmematerial wurden die besten Stücke, die einer späteren quantitativen Auswertung dienen sollen, ausgewählt. Sie sind, um eine Übersicht über das Geleistete zu vermitteln, in der Tabelle 1 zusammengestellt. Der Kopf der Tabelle gibt die Lage der Absorptionslinien an, in deren Umgebung die magnetische Doppelbrechung aufgenommen wurde, während im senkrechten Tabelleneingang der jeweils herrschende Sattdampfdruck  $p$  angeschrieben steht. In der Tabelle sind

<sup>1)</sup> W. Schütz spricht von der Beobachtung des Effektes an Kalium (ZS. f. Phys. **38**, 864, 1926; Fußnote 2), ohne jedoch Näheres mitzuteilen.

die unmittelbar gemessenen Dampftemperaturen in Graden der absoluten Skala eingetragen. Die kleinen eingeklammerten Zahlen in jedem Tabellenfeld geben die Plattennummern an, auf die wir uns später beziehen werden. Die Drucke  $p$  wurden nach Landolt-Börnstein (3. Erg.-Bd., S. 2434) aus den Dampftemperaturen berechnet. Bei sämtlichen Aufnahmen war eine konstante Feldstärke von 29000 Ørsted (aus der Zeeman-Aufspaltung berechnet) eingestellt.

Tabelle 1. Verzeichnis ausgewählter Aufnahmen des Voigt-Effektes an Alkalimetalldämpfen.

$p$ mm Hg	Na	K		Rb			Cs		
	5890/96	7645/99	4044/47	7800	7948	4202/16	8521	8943	4555/93
$2,5 \cdot 10^{-3}$		449 <sup>0</sup> (21)							
$8,0 \cdot 10^{-3}$		478 <sup>0</sup> (25)		430 <sup>0</sup> (41 a)	430 <sup>0</sup> (41 b)		420 <sup>0</sup> (47)	420 <sup>0</sup> (48)	
$1,4 \cdot 10^{-2}$				455 <sup>0</sup> (42 a)	455 <sup>0</sup> (42 b)				
$4,0 \cdot 10^{-2}$	603 <sup>0</sup> (31)	515 <sup>0</sup> (26)		473 <sup>0</sup> (40 a)	473 <sup>0</sup> (40 b)		460 <sup>0</sup> (49)	460 <sup>0</sup> (50)	460 <sup>0</sup> (51)
$2,3 \cdot 10^{-1}$	657 <sup>0</sup> (30)	565 <sup>0</sup> (22)		520 <sup>0</sup> (39 a)	520 <sup>0</sup> (39 b)	520 <sup>0</sup> (43)	505 <sup>0</sup> (53)		505 <sup>0</sup> (52)
1,15	715 <sup>0</sup> (32)	619 <sup>0</sup> (27)		570 <sup>0</sup> (38 a)	570 <sup>0</sup> (38 b)	570 <sup>0</sup> (44)	557 <sup>0</sup> (57)		557 <sup>0</sup> (56)
2,30	747 <sup>0</sup> (33)	647 <sup>0</sup> (28)							
5,3		687 <sup>0</sup> (23)	687 <sup>0</sup> (20)						
12,5				665 <sup>0</sup> (46 a)	665 <sup>0</sup> (46 b)				
40,0							725 <sup>0</sup> (55)		725 <sup>0</sup> (54)

Im folgenden sei eine kleine Auswahl aus den in der Tabelle 1 verzeichneten Aufnahmen an Hand  $1\frac{1}{2}$ facher Vergrößerungen besprochen.

Das charakteristische Aussehen der Voigtschen Doppelbrechung zeigt am besten die Bildfolge der Fig. 7, in der Umgebung des ersten Hauptseriendoubletts von Kalium (7645/99 Å) bei verschiedenen Drucken aufgenommen. (Aufnahmedaten: zweite Ordnung, Dispersion etwa 1,8 Å/mm: in jedem Bild links die kurzwellige, rechts die langwellige Linie.) Vergleicht man den Verlauf der Interferenzstreifen mit den in Fig. 5 und 6 gezeichneten Kurven, so möchte man zunächst meinen, eine von der vorausberechneten völlig verschiedene Dispersion der Doppelbrechung vor sich zu haben. Dies ist jedoch tatsächlich nicht der Fall! Die Unstimmigkeit verschwindet sofort, wenn man folgende zwei Umstände berücksichtigt: 1. Die endliche

Breite der Interferenzstreifen bewirkt um so deutlicheres Erscheinen der Streifen, je flacher sie verlaufen. 2. Es fließen immer drei benachbarte Streifen zusammen, wie das schon Hansen (a. a. O.) ausführlich beschrieben hat. Bei der vierfach aufgespaltenen (längerwelligen) Linie

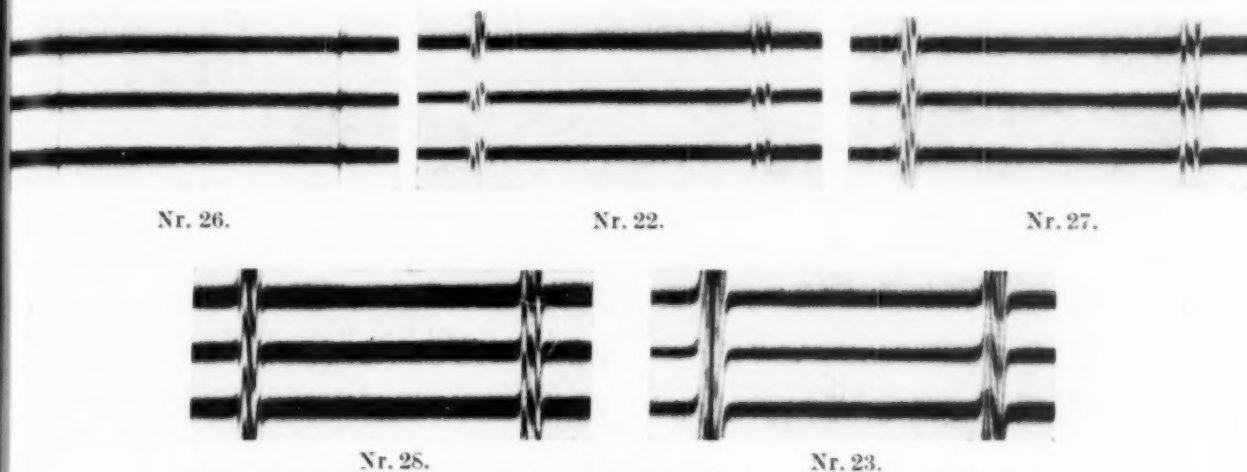


Fig. 7. Voigt-Effekt an den Kaliumresonanzlinien bei verschiedenen Drucken.

führt dies z. B. zu einer scheinbaren Gestalt der Interferenzstreifen, wie sie Fig. 8 schematisch zeigt, und bei der sechsfachen Linie liegen, wie man bei Hansen nachlesen kann, die Dinge ähnlich. Wir wollen uns hier nicht mit diesen Einzelheiten befassen, doch erkennt man den scheinbaren Streifenverlauf besonders deutlich an der Aufnahme Nr. 28.

In der Fig. 7 sind die einzelnen Bilder nach steigenden Drucken geordnet. Nr. 26 läßt bei  $p = 4,0 \cdot 10^{-2}$  mm Hg einen deutlichen, wenn auch sehr kleinen Effekt erkennen. Noch kleinere Drucke (z. B. Nr. 21,  $2,5 \cdot 10^{-3}$  mm Hg) liefern zwar auch schon angedeutete, am Negativ der photographischen Aufnahme erkennbare Streifenverbiegungen. Diese feinsten Einzelheiten gehen jedoch bei der Reproduktion fast völlig verloren, so daß von der Wiedergabe solcher Aufnahmen abgesehen wurde. — Mit wachsendem Druck erscheint die Streifenverbiegung zunächst deutlicher (Nr. 22 und 27), um aber später einer verwascheneren Erscheinung Nr. 23) Platz zu machen. Letztere hat ihre Ursache vor allem in so starken Effekten, daß die steil ansteigenden Streifen fast schon wie eine feine vertikale Schraffierung aussehen, sowie

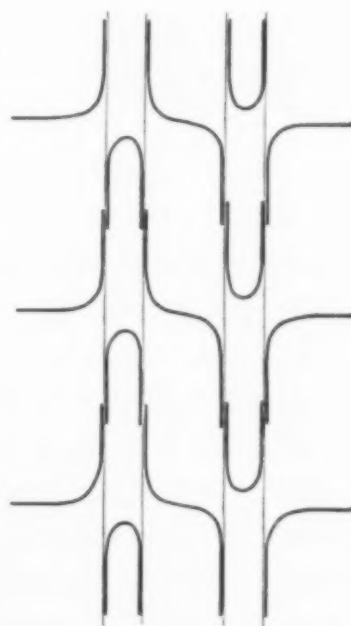


Fig. 8. Zur Erklärung des scheinbaren Interferenzstreifenverlaufs durch Ineinanderverfließen benachbarter Streifen.

in Absorptionserscheinungen, wie wir dies sogleich an der nächsten Abbildung noch deutlicher wahrnehmen werden.

Was die Übereinstimmung der aus Fig. 7 folgenden Druckabhängigkeit mit den Formeln 1 und 2 des Abschnittes 3 anlangt, so kann endgültiges natürlich erst nach genauem Vermessen der Aufnahmen gesagt werden. Doch kann man jetzt schon qualitative Übereinstimmung erkennen: die Größe des Effektes hängt ja von der Anzahl  $N$  der Atome im  $\text{cm}^3$  ab, welche sich für die in Fig. 7 abgebildete Reihe etwa wie  $0,047 : 0,22 : 1,0 : 1,9 : 4,2$  verhalten (aus den Werten  $p$  und  $T$  der Tabelle 1 berechnet). Vergleicht man die Streifenverschiebungen auf der Fig. 7 etwa an Hand der Lage der Extremwerte der Doppelbrechung, so muß man diese Verhältniszahlen als durchaus mit den Meßergebnissen vereinbar ansehen.

Ein ganz eigenartiges Verhalten erkennt man aus Fig. 9. Diese zeigt den Effekt an der ultraroten (der Na- $D_2$  analogen) Caesiumlinie  $8521 \text{ \AA}$



Fig. 9. Voigt-Effekt an der Caesiumresonanzlinie  $\lambda = 8521 \text{ \AA}$  bei verschiedenen Drucken.

bei drei verschiedenen Dampfdichten (wachsend von links nach rechts). Die Aufnahmedaten sind: zweite Ordnung, Dispersion etwa  $1,7 \text{ \AA/mm}$ ; Verhältnis der Zahlen  $N$  (von links nach rechts) etwa wie  $1 : 23 : 620$ ! In eindrucksvoller Weise sieht man, wie der steigende Druck das Bild beeinflusst: ganz links ist die Lage der Extremwerte noch deutlich auszunehmen, während in der Mitte die außerordentlich starken Streifenverbiegungen (Gangunterschieden von mehreren Wellenlängen entsprechend) wie eine Schraffur wirken. Dieses Aussehen wird durch beginnende Absorptionserscheinungen begünstigt, die besonders stark am rechten Bild zum Ausdruck kommen. Dieses bedarf einer kurzen Erläuterung. Man muß bedenken, daß mit zunehmendem Druck die inversen Zeeman-Komponenten eine immer deutlichere Verbreiterung aufweisen. Ist diese bereits soweit gediehen, daß die  $\pi$ - und  $\sigma$ -Komponenten ineinander zu fließen beginnen, so wird dort, wo sie sich überdecken, kein Voigt-Effekt mehr festzustellen sein. Denn dieser ist, als Begleiterscheinung des Zeeman-Phänomens, eben an die Auflösung gebunden. Beim rechten Bild der Fig. 9 war nun der Druck so hoch gewählt, daß von einer Aufspaltung überhaupt nicht mehr die Rede sein kann. Dies



illustriert eine bei gleichen Bedingungen ausgeführte Aufnahme des Zeeman-Effektes (Fig. 10), in der beide Polarisationszustände durch ein Wollastonprisma getrennt sind<sup>1)</sup>. Die Absorptionsbreite der  $\sigma$ -Komponenten übertrifft jene der  $\pi$ -Komponenten noch um ein Geringes; denkt man sich beide übereinandergelegt, so sieht man leicht ein, daß Voigtsche Doppelbrechung nur am Rande der enorm verbreiterten Linie, wo bloß die  $\sigma$ -Komponenten fehlen, zu sehen ist; in mittleren Teilen jedoch, wo sich beide Komponenten überlagern, herrscht, wie das Fig. 9 rechts auch zeigt, Absorption vor.

Das mittlere Bild der Fig. 9 ist übrigens noch aus anderen Gründen interessant. Es zeigt nämlich, der uns schon bekannten Erscheinung des Voigt-Effektes an der sechsfach aufspaltenden Linie überlagert, einen ganz schwachen Effekt,

der von sogenannten „verbotenen“ Zeeman-Linien herrührt. Bekanntlich spalten die zur Linie 8521 Å gehörigen Niveaus im Magnetfeld so auf, wie es das Schema der Fig. 11 zeigt. Die voll ausgezogenen Pfeile geben die normalerweise auftretenden, die gestrichelten die verbotenen, aber unter der Wirkung der Hyperfeinstruktur bei höheren Dampfdichten schwach sichtbaren Zeeman-Komponenten  $\pm \frac{3}{2} \rightarrow \mp \frac{1}{2}$ <sup>2)</sup>. In der

Fig. 12, einer Aufnahme des inversen Zeeman-Effektes an der Cs-Linie 8521 Å ( $p = 1,15$  mm Hg), sieht man deutlich alle acht Komponenten; die beiden äußersten sind die verbotenen. Da diese Aufnahme bei denselben Bedingungen gemacht wurde wie Nr. 57, ist der unmittelbare Vergleich ermöglicht; sucht man auf Nr. 57 die Stellen auf, wo in der Fig. 12 die verbotenen Linien erscheinen, so findet man dort eine zwar schwache, aber doch deutlich sichtbare Diskontinuität der Interferenzstreifen. Sie ist zweifellos, wie schon oben erwähnt, als Voigt-Effekt in der Umgebung der „verbotenen“ Zeeman-Komponenten zu deuten.

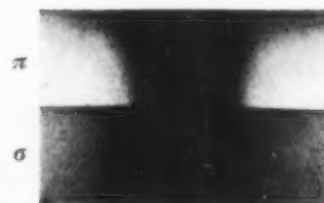


Fig. 10. Zeeman-Effekt an der stark verbreiterten Caesiumlinie  $\lambda = 8521$  Å.

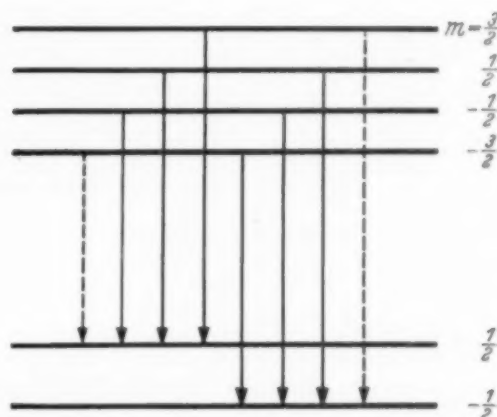


Fig. 11. Schema des Zeeman-Effektes an der Caesiumlinie  $\lambda = 8521$  Å.

<sup>1)</sup> Diese sowie die Fig. 12 entnehme ich unveröffentlichtem Material von H. Angenetter, mit dessen freundlicher Erlaubnis. Vgl. hierzu auch seine Untersuchung: Naturwissensch. **28**, 459, 1940. — <sup>2)</sup> Vgl. vorstehende Fußnote 1.

Als Beispiel für die Nachweisbarkeit des Voigt-Effektes auch am zweiten Serienglied bringt Fig. 13 eine Aufnahme der Caesiumlinien 4593 Å (links) bzw. 4555 Å (rechts). Die Aufnahmedaten sind: Nr. 54; vierte Ordnung; Dispersion etwa 0,85 Å/mm. Am Originalnegativ läßt sich, analog zu Nr. 57, an der sechsfach aufspaltenden Linie (im Bild links) eine äußerst schwache, von den verbotenen Übergängen herrührende Doppelbrechung feststellen<sup>1)</sup>.

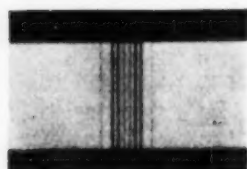
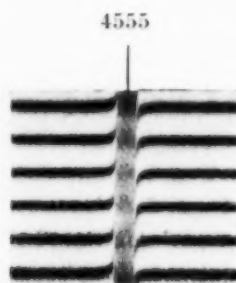
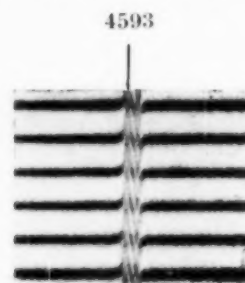


Fig. 12.  
Zeeman-Effekt an der  
Caesiumlinie  $\lambda = 8521 \text{ Å}$   
bei  $p = 1,15 \text{ mm Hg}$ .



4555

Nr. 54.

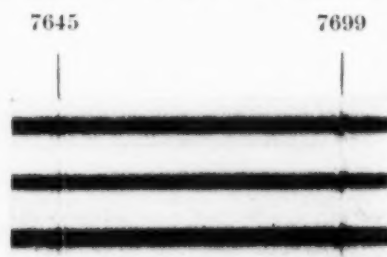


4593

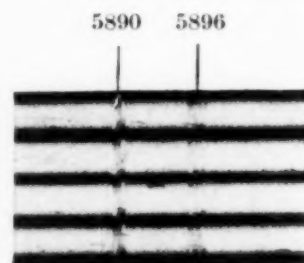
Nr. 54.

Fig. 13. Voigt-Effekt am zweiten Hauptserienglied von Caesium.

Diese Einzelheit geht aber schon beim ersten Umkopieren verloren. Interessant ist der Vergleich entsprechender Linien des ersten und zweiten Seriengliedes bei gleicher Dampfdichte (Nr. 55 auf Fig. 9,  $\lambda = 8521 \text{ Å}$  und Nr. 54,  $\lambda = 4555 \text{ Å}$ ). Die starke Verschiedenheit der Effekte rührt von den unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten her.



Nr. 22.



Nr. 30.

Fig. 14. Vergleich der Effekte an den Resonanzlinien von Kalium und Natrium bei gleichen Drucken.

Schließlich wollen wir noch korrespondierende Linien verschiedener Elemente bei gleichen Drucken untersuchen. Fig. 14 vergleicht bei  $p = 0,23 \text{ mm Hg}$  den Effekt in der Umgebung der Resonanzlinien von Kalium (Nr. 22; zweite Ordnung) und Natrium (Nr. 30; dritte Ordnung, Dispersion etwa 1,15 Å/mm). Sichtlich ist bei ersteren die Doppelbrechung erheblich stärker, obwohl sich die Atomzahlen pro  $\text{cm}^3$   $N_K : N_{Na}$  bloß wie etwa 1,16 : 1 verhalten. Ähnliches gilt auch für die letzte Abbildung, Fig. 15, welche bei 0,04 mm Hg die Resonanzlinien von Kalium (Nr. 26; zweite

<sup>1)</sup> Auch an der Rb-Linie 7800 Å (Platte Nr. 38) ist der gleiche Effekt nachweisbar.

Ordnung), Rubidium (Nr. 40a und b; zweite Ordnung, Dispersion etwa  $1,80 \text{ \AA/mm}$ ) und Caesium (Nr. 49 und 50; zweite Ordnung) vergleicht. (Wegen der Weite der Rb- und Cs-Dubletts wurden deren Linien auf

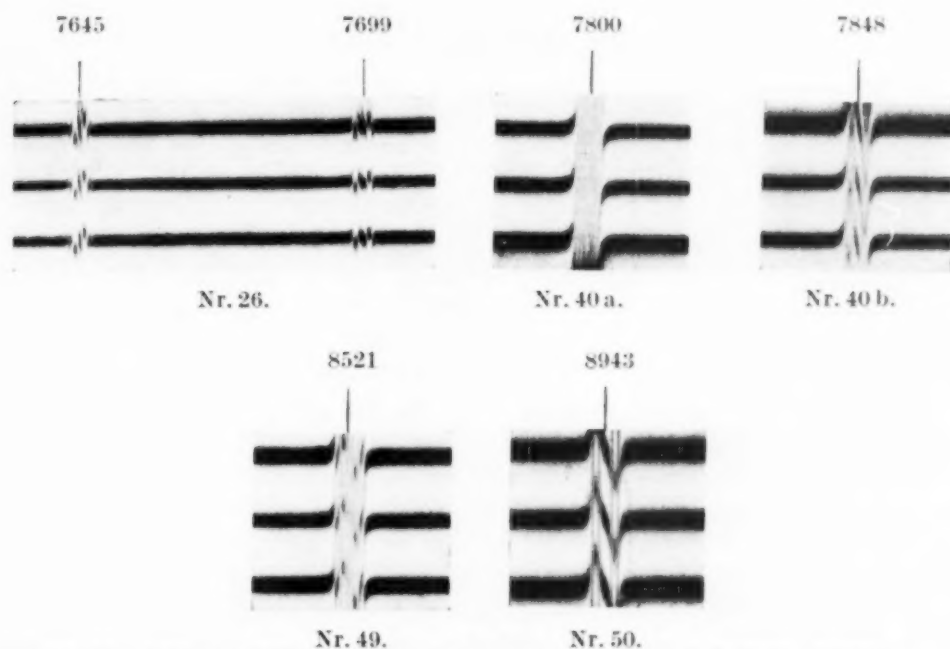


Fig. 15. Vergleich der Effekte an den Resonanzlinien von Kalium, Rubidium und Caesium bei gleichen Drucken.

getrennten Aufnahmen untersucht.) Die Atomzahlen im  $\text{cm}^3$   $N_K : N_{Rb} : N_{Cs}$  verhalten sich bei den aus der Tabelle 1 ersichtlichen Temperaturen etwa wie  $1 : 1,09 : 1,12$ . Ohne der genauen Analyse vorzugreifen, kann vermutet werden, daß die Übergangswahrscheinlichkeiten für das Ansteigen des Voigt-Effektes vom Na zum Cs verantwortlich sind.

Am Schlusse danke ich meinem Institutskameraden Dr. Ing. H. Angenetter herzlichst für seine Unterstützung bei der vorliegenden Experimentalarbeit, sowie für das uneigennützig Überlassen einiger photographischer Aufnahmen, und schließlich für die Bereitwilligkeit, mit der er der Veröffentlichung seiner Rechnungsergebnisse in dieser Arbeit zugestimmt hat.

## Über die Nachlieferungselektronen durch Photoeffekt in einer unselbständigen Gasentladung in Luft.

Von H. Costa in Jena.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 10. August 1940.)

Es wird der Anteil der durch Photoeffekt erzeugten Nachlieferungselektronen in einer Townsend-Entladung in Luft bis nahe an den Durchschlag untersucht. Die Meßmethoden waren ähnlich wie in einer früheren Arbeit des Verfassers über dieselbe Frage in  $H_2$ . Es wird durch eine Änderung der Apparatur gezeigt, daß der Nachweisstrom in der Sekundärentladungsstrecke ausschließlich durch Photoeffekt ausgelöst wird, nicht durch wandernde Ladungsträger. Das Ergebnis in  $H_2$  zeigt die gleichen Werte für den Anteil des Photoeffektes an der Elektronennachlieferung wie früher gemessen (50 bis 100%). In Luft ergibt sich hierfür bei niedrigen Drucken (0,72 Torr) 50%, bei 7,1 Torretwa 20%. Außer dem Photoeffekt wirkt also ein anderer Prozeß mit, der vom Zustand der Kathodenoberfläche abhängig zu sein scheint (Stoß positiver Ionen auf die Kathode?). Im Anschluß hieran wird gezeigt, daß  $\gamma'/\alpha$  ( $\gamma'$  = der Zahl der Photoelektronen, die von Lichtquanten, durch Elektronenstoß pro cm Weglänge angeregt, auf der Kathode ausgelöst werden,  $\alpha$  = Elektronenstoßionisierungszahl) mit wachsendem  $E/p$  in  $H_2$  und Luft zunimmt, d. h. daß die Ausbeute an Lichtquanten langsamer als die der Ionisierung mit  $E/p$  abfällt.

*1. Einleitung.* In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> — sie wird im folgenden kurz I genannt — wurden Untersuchungen in Wasserstoff angestellt, die zeigen sollten, wie groß der Anteil des Photoeffekts an der Erzeugung der Nachlieferungselektronen ist. Dabei ergab sich, daß ein maßgeblicher Teil, zwischen 50 bis 100%, auf den Photoeffekt zurückgeführt werden konnte. Das Ziel der folgenden Arbeit war die Verhältnisse in Luft zu untersuchen. Die Meßanordnung war die gleiche wie bei den Untersuchungen in Wasserstoff und sei noch einmal kurz angedeutet.

In einer primären Entladungsstrecke wurde eine unselbständige Entladung unterhalten. Der primären Entladungsstrecke gegenüber war parallel eine Nachweisentladungsstrecke so angebracht, daß sich die Anoden zugewandt waren. Beide Anoden waren durchlöchert, so daß eine Strahlung, die in der primären Entladungsstrecke entstand, auf der Kathode der Nachweisentladungsstrecke einen Strom auslösen konnte. Um zu verhindern, daß Ladungsträger von der primären in die Nachweisentladungsstrecke gelangen konnten, waren zwischen den Anoden drei Netze angebracht. Mit diesen wurde ein Sperrfeld für wandernde Ladungsträger zwischen die beiden Entladungsstrecken gelegt.

<sup>1)</sup> H. Costa, ZS. f. Phys. **113**, 531, 1939.



2. Zur Versuchsanordnung. Ich hatte in I nachgewiesen, daß durch die Sperrfelder der Einfluß der Ladungsträger zumindest auf ein Minimum gebracht wurde. Um nochmals sicher nachzuweisen, daß ein Einfluß durch wandernde Ladungsträger nicht vorhanden war, wurde folgende Anordnung benutzt. Zwischen die Anoden der Entladungsstrecken wurde ein Ablenkfeld gebracht (Fig. 1). Träger des Feldes war ein Kondensator aus 1 mm-Aluminiumplatten, die eine Fläche von  $20 \times 100$  mm hatten, der Spalt zwischen den Platten betrug 2 mm. Man kann nun leicht berechnen, daß bei einer Spannung zwischen den Platten von 20 Volt Elektronen eine Geschwindigkeit von über 500 e-Volt im Vakuum haben müssen, um günstigenfalls durch das Ablenkfeld zu kommen. So hohe Geschwindigkeiten konnten aber bei den ausgeführten Messungen nicht auftreten. Die Messungen zeigten, daß schon bei einer Spannung von 12 Volt eine völlige Ablenkung der Träger erfolgte (Fig. 2). Der Anstieg des Sekundärstromes bei 25 Volt ist dadurch zu erklären, daß einmal bei dieser Feldstärke neue Ladungsträger erzeugt werden, zum anderen im Sperrfeld ebenfalls Strahlung entsteht.

Da sich der Abstand der beiden Entladungsstrecken durch das Dazwischenbringen des Kondensators vergrößert hatte und außerdem die Schwächung der Strahlung durch den Kondensator gegenüber den früher benutzten Sperrnetzen eine andere war, mußte die Gesamtschwächung der Strahlung, die sie auf dem Wege von der primären zur Nachweisentladungsstrecke erleidet, neu bestimmt werden. Der sich daraus ergebende Korrekturfaktor war in I als Schwächungsfaktor  $S$  bezeichnet worden. Tabelle 1 gibt die Werte für  $S$  an für die verschiedenen Elektronenabstände der primären Entladungsstrecke.

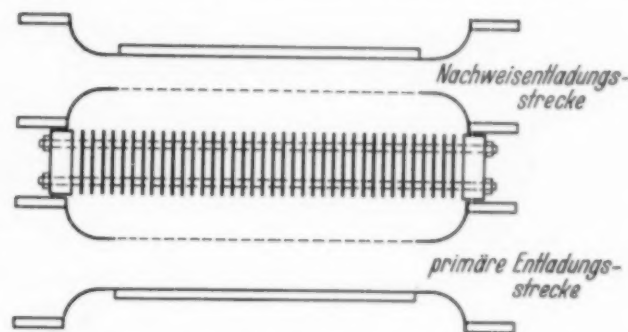


Fig. 1. Kondensator zwischen den beiden Entladungsstrecken als Träger des Ablenkfeldes.

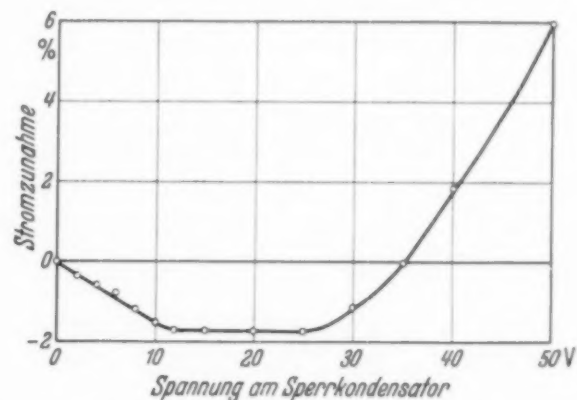


Fig. 2. Änderung des Nachweisstromes in Abhängigkeit von der Spannung am Sperrkondensator zum Nachweis der völligen Ablenkung von wandernden Ladungsträgern im Sperrfeld.

Tabelle 1. Werte für den Schwächungsfaktor  $S$  bei dem Elektrodenabstand  $d$ .

$d$ [cm]	2,0	1,9	1,8	1,7	1,6	1,5	1,4	1,3	1,2	1,1	1,0
$S$	225	229	234	238	242	246	250	254	259	263	267

Ein Vergleich mit den früheren Werten in I für die Spermetze zeigt, daß  $S$  rund um die Hälfte kleiner geworden ist. Das bedeutet eine Verdoppelung der in der Apparatur gemessenen Sekundärströme und damit eine erhebliche Erleichterung bei der Messung.

Weiterhin wurde, um eine größtmögliche Gasreinheit zu bekommen, im langsam zirkulierenden Gas gearbeitet. Das Gas wurde mit einer Zirkulationspumpe durch ein Kühlgefäß in flüssiger Luft geleitet und von Verunreinigungen, vor allem von möglicherweise aus der Apparatur stammenden Kohlenwasserstoffen, gereinigt.

3. *Messungen in Wasserstoff und Luft.* Unter diesen Bedingungen wurden die Messungen in Wasserstoff wiederholt, und es ergaben sich innerhalb der Fehlergrenzen dieselben Ergebnisse, wie sie bereits veröffentlicht wurden.

Ebenso wie die eben erwähnten Versuche in Wasserstoff wurden die Messungen in Luft bei 0,72 Torr ausgeführt. Es wurde bei konstanter Einstrahlung von UV-Licht aus einer Hg-Normallampe bei konstanter Feldstärke der Elektrodenabstand der primären Entladungsstrecke vergrößert. Aus der Neigung der Stromabstandskurve der primären Entladungsstrecke, kurz Primärstrom genannt, wurde die Ionisierungszahl  $\alpha$  und aus dem überexponentiellen Anstieg dieses Stromes  $\gamma/\alpha$  bestimmt. Aus dem Strom der Nachweisentladungsstrecke (Sekundärstrom) wurde das durch Photoeffekt hervorgerufene  $\gamma'/\alpha$  bestimmt. Die Hauptschwierigkeit bei den Messungen lag in der Bestimmung des  $\gamma/\alpha$ . Während sich bei den Messungen  $\gamma'/\alpha$  in den Grenzen  $\pm 5\%$  als konstant und reproduzierbar erwies, schwankten die Werte für  $\gamma/\alpha$  bis zu  $\pm 50\%$ . In I ist dazu bereits eine ausführliche Fehlerdiskussion gegeben. Danach hängt der Fehler des  $\gamma/\alpha$  einmal ab von der Konstanz des Fremdstromes  $i_0$  nach der Formel  $\Delta \frac{\gamma}{\alpha} \sim \Delta i_0 \frac{1}{i}$ , zum anderen von der Stoßionisierungszahl  $\alpha$  nach der Formel  $\Delta \frac{\gamma}{\alpha} \sim \Delta \alpha \frac{d}{e a d}$ . Es zeigt sich nun hier, daß bei zunehmender Stromstärke des Primärstromes  $i$  eine Verkleinerung des Fremdstromes  $i_0$  eintrat, also gerade umgekehrt wie bei den in I angestellten Versuchen in Wasserstoff. Damals war eine Anlagerung von Ionen an die Kathode vermutet worden,

die nach Suhrmann<sup>1)</sup> eine Verkleinerung der Austrittsarbeit ergaben. Im Gegensatz hierzu bewirken also die Luftionen eine Vergrößerung der Austrittsarbeit.

Um ein möglichst genaues  $\alpha$  zu bekommen, wurde folgendes versucht. Das  $\alpha$  wird ja bekanntlich aus der Steigung des geraden Teiles der im logarithmischen Maßstab aufgetragenen Exponentialkurve gewonnen. Um eine genaue Steigung zu bekommen, mußte ich also den geraden Teil für einen möglichst großen Bereich messen können. Das scheiterte aber nach kleinen Elektrodenabständen hin daran, daß das von außen eingestrahlte Licht bei kleinen Elektrodenabständen ausgeblendet wurde (s. Fig. 3). Die Grenze nach großen Abständen ist gegeben durch den Beginn des überexponentiellen Anstiegs. Ich blendete nun durch einen feinen Spalt ein sehr schmales Lichtbündel aus, mit dem ich einen Teil der Kathode beleuchtete. Dadurch konnte ich zu kleineren Elektrodenabständen kommen und damit zu einem genaueren  $\alpha$ . Dabei zeigte sich aber, daß bei den sehr kleinen Anfangsströmen in der Größenordnung von  $10^{-12}$  Amp. die Werte für  $\gamma/\alpha$  höher waren als bei einem Anfangsstrom, von  $10^{-9}$  Amp.

Als Erklärung hierfür kann vielleicht folgendes gesagt werden. Bei den geringen Anfangsströmen wurde nur ein sehr kleiner Teil der Kathodenoberfläche beleuchtet und damit emittierte auch nur ein kleiner Teil der Kathode Elektronen. Der Anteil der von einem Elektron emittierten Strahlung, der auf die Kathode zurückfällt, ist aber um so größer, je näher das Elektron am Mittelpunkt der Elektrodenoberfläche entspringt. Daraus ergibt sich, daß für ein kleines Lichtbündel, das in der Elektrodenmitte Elektronen auslöst, diese Messung im weiteren ein größeres  $\gamma/\alpha$  ergibt als es der Fall ist, wenn die gesamte Elektrodenoberfläche gleichmäßig emittiert. Die Methode war also geeignet, genaue  $\alpha$ -Werte zu bestimmen, nicht aber genaue  $\gamma/\alpha$ .

Es lag nun die Möglichkeit nahe, daß allgemein die bisherigen Messungen dadurch gefälscht waren, daß die Kathode ungleichmäßig ausgeleuchtet worden war. Um das zu überprüfen, wurde eine andere Meßmethode benutzt. Bei einem bestimmten Elektrodenabstand und einer bestimmten Feldstärke, bei der unter den bekannten Bedingungen für den Primärstrom eine meßbare Abweichung von dem exponentiellen Anstieg vorhanden sein mußte, wurde der Primär- und der Sekundärstrom gemessen. Dabei wurde, um die Kathode möglichst gleichmäßig auszuleuchten, die Lampe dicht an das Entladungsgefäß gebracht, ohne Dazwischenschalten von Spalt und Linse. Aus dieser Messung konnte ohne weiteres  $\gamma'/\alpha$  nach der Formel  $\frac{\gamma'}{\alpha} = \frac{q' e^{\alpha d}}{i(e^{\alpha d} - 1)}$  [I, S. 537 (4)] berechnet werden, wobei  $q'$  den korrigierten Sekundärstrom

<sup>1)</sup> R. Suhrmann, ZS. f. Elektrochem. 1929. Bunsenvortrag.

darstellt. Um  $\gamma/\alpha$  zu bekommen, das nach der Formel  $\frac{\gamma}{\alpha} = \frac{i - i_0 e^{\alpha d}}{i(e^{\alpha d} - 1)}$  [I, S. 532 (3)] gegeben ist, mußte noch der Anfangsstrom  $i_0$  und der Koeffizient für Stoßionisation  $\alpha$  bekannt sein. Diese Größen wurden in der früher beschriebenen Methode (I, S. 536) durch Messungen bei verschiedenen Elektrodenabständen bei konstanter Feldstärke eliminiert. Das war hier nicht möglich, da bei Veränderung des Anodenabstandes sich der Anfangsstrom wegen der fehlenden Bündelung des von außen eingestrahlt Lichtes durch Abschattung verändert hätte (siehe Fig. 3). Zur Bestimmung von  $i_0$  war also eine weitere Messung nötig. An die primäre Entladungsstrecke



Fig. 3.  
Schematische Darstellung der  
Abschattung des eingestrahlt  
Lichtes bei kleinen Elektroden-  
abständen.

wurde ein so geringes elektrisches Feld gelegt, daß der Strom durch die Beziehung  $i = i_0 e^{\alpha_0 d}$  gegeben war.  $\alpha_0$  und  $\alpha$  wurden mit der oben beschriebenen Methode des schmalen Lichtbündels gemessen, und man erhielt so  $i_0$  und daraus  $\gamma/\alpha$ . Diese Meßmethode hat also einmal den Vorteil, ein möglichst gleichmäßiges Ausleuchten der Kathode zu gestatten, zum anderen konnte für jeden Meßpunkt eine genaue  $i_0$ -Bestimmung durchgeführt werden und damit eine weitere Fehlerquelle beseitigt werden. Selbstverständlich wurden alle Messungen zeitlich dicht hintereinander

Tabelle 2. Werte für  $\gamma/\alpha$  und  $\gamma'/\alpha$   
bei der Feldstärke  $E = 200$  V/cm.  
 $p = 0,72$  Torr,  $\alpha = 2,66$ ,  $V$  (Ver-  
stärkung) = 14,4.

$d$ [cm]	$\frac{\gamma}{\alpha} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\gamma'}{\alpha} \cdot 10^{-4}$
2,0	4,5	2,2
1,9	5,1	2,3
1,8	4,5	2,3
1,7	4,9	2,2

Tabelle 4. Werte für  $\gamma/\alpha$  und  $\gamma'/\alpha$   
bei der Feldstärke  $E = 600$  V/cm.  
 $p = 7,1$  Torr,  $\alpha = 2,66$ ,  $V = 14,3$ .

$d$ [cm]	$\frac{\gamma}{\alpha} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\gamma'}{\alpha} \cdot 10^{-4}$
2,0	12	1,8
1,9	10	2,0
1,8	10	1,9

Tabelle 3.  
Werte für  $\gamma/\alpha$  und  $\gamma'/\alpha$  bei der  
Feldstärke  $E = 230$  V/cm.  
 $p = 0,72$  Torr,  $\alpha = 3,36$ ,  $V = 29$ .

$d$ [cm]	$\frac{\gamma}{\alpha} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\gamma'}{\alpha} \cdot 10^{-4}$
1,5	5,4	2,4
1,4	6,0	2,4
1,3	5,3	2,3

Tabelle 5. Werte für  $\gamma/\alpha$  und  $\gamma'/\alpha$   
bei der Feldstärke  $E = 700$  V/cm.  
 $p = 7,1$  Torr,  $\alpha = 4,1$ ,  $V = 16,5$ .

$d$ [cm]	$\frac{\gamma}{\alpha} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\gamma'}{\alpha} \cdot 10^{-4}$
1,3	11	1,6
1,2	10	1,7
1,1	10	2,4



gemacht. Ferner konnten mit dieser Methode noch Messungen bei so hohen Feldstärken ausgeführt werden, bei denen nach der ersten Methode nicht mehr gemessen werden konnte, da der überexponentielle Anstieg schon bei so kleinen Elektronenabständen einsetzte, daß eine  $\alpha$ -Bestimmung unmöglich war.

Die Messungen bei 0,72 Torr in Luft und Wasserstoff wurden nach der eben beschriebenen Methode geprüft und es ergab sich eine Übereinstimmung der Werte mit denen der ersten Methode innerhalb der Fehlergrenzen. Die Messungen bei 7,1 Torr wurden nur nach der zweiten Methode ausgeführt. Die Ergebnisse für Luft geben die Tabellen 2 bis 5 wieder.

4. *Zusammenfassung.* Auch die Messungen in Luft bei niederem Druck zeigen, daß die Nachlieferungselektronen bis zu 50% durch Photoeffekt erzeugt werden. Bei höheren Drucken ist der Anteil geringer. Das Absinken der  $\gamma'/\alpha$ -Werte bei 7,1 Torr läßt sich durch Absorption im Gas nicht erklären. Nach Schwiecker<sup>1)</sup> beträgt der mittlere Absorptionskoeffizient der ultravioletten Strahlung einer unselbständigen Entladung für Luft bei 760 Torr etwa  $1,5 \text{ cm}^{-1}$ . Das ergibt unter den vorhandenen Bedingungen eine Schwächung von nur etwa 5%. — Es zeigt sich auch hier wieder eine gute Konstanz der  $\gamma'/\alpha$ -Werte, dagegen schwankten die Werte für  $\gamma/\alpha$  manchmal beträchtlich. Das läßt darauf schließen, daß ein zweiter Prozeß mitwirkt, der scheinbar sehr empfindlich auf den Zustand der Kathodenoberfläche ist (Stoß positiver Ionen?)<sup>2)</sup>. So zeigte sich bei den Messungen in Wasserstoff, als sich einmal unbeabsichtigt die Silberkathode amalgamiert hatte, daß das gleiche  $\gamma'/\alpha$  vorhanden war,  $\gamma/\alpha$  dagegen viel größer geworden war. Daß das Material der Kathode auf  $\gamma'/\alpha$  wenig Einfluß hat, läßt sich ohne weiteres aus der Kurzwelligkeit der Strahlung erklären.

5. *Anhang.* Anschließend an diese Messungen wurden noch Versuche unternommen, um die von Rogowski in einer Arbeit „Durchschlag, Glimmentladung und lichtelektrische Rückwirkung“<sup>3)</sup> aufgestellte Forderung zu prüfen, daß die Elektronenstoßausbeute für Anregung der die Nachlieferungselektronen erzeugenden ultravioletten Strahlung bei zunehmender Feldstärke stärker abnimmt, als die Elektronenstoßausbeute für Ionisierung. Ich habe nun für Wasserstoff und Luft  $\gamma'/\alpha$ , das dem  $\varepsilon/\alpha$  bei Rogowski proportional ist, in Abhängigkeit von der Feldstärke bestimmt, und zwar in der Weise, daß ich bei den Abständen 1,0, 1,5 und 2,0 cm bei verschiedenen

<sup>1)</sup> W. Schwiecker, Naturwissensch. 28, 380, 1940. — <sup>2)</sup> Aus den zitierten Versuchen von Schwiecker geht hervor, daß eine längerwellige ultraviolette Strahlung, die also sehr empfindlich auf den Oberflächenzustand der Kathode ist, an der Elektronennachlieferung geringen Anteil hat. — <sup>3)</sup> W. Rogowski, ZS. f. Phys. 114, 1, 1939.

Spannungen den Primär- und Sekundärstrom gemessen habe. Daraus kann ich, wie auf S. 511 angegeben, direkt  $\gamma'/\alpha$  berechnen. Die Werte zeigen Fig. 4 und 5. Man sieht einen deutlichen Anstieg des  $\gamma'/\alpha$  mit steigendem  $E/p$ , d. h. also, daß bei diesen  $E/p$ -Werten umgekehrt, wie Rogowski annimmt, die Ausbeutefunktion für Anregung dieser Strahlung weniger abnimmt, als die für Ionisation, vorausgesetzt, daß der Ausbeutekoeffizient  $\left(\frac{\text{Photoelektronen}}{\text{Photonen}}\right)$  konstant bleibt, was in diesem kleinen Feldstärkebereich wohl zutrifft. Für die Anwendung der Theorie von Rogowski

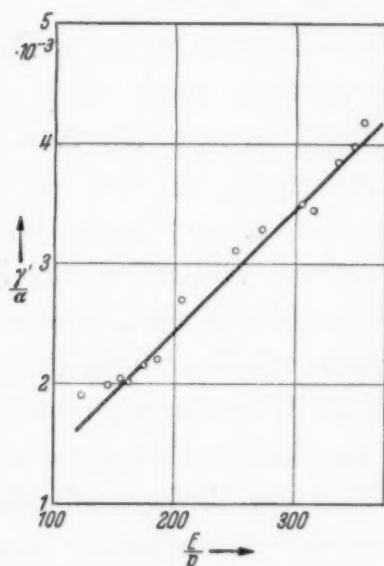


Fig. 4.  $\frac{\gamma'}{\alpha}$  in Abhängigkeit von  $\frac{E}{p}$  für  $H_2$ .

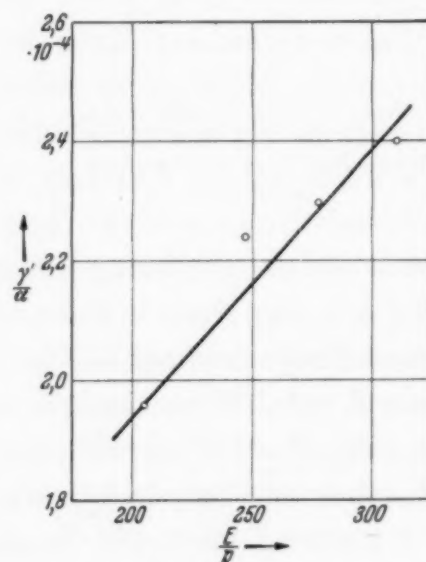


Fig. 5.  $\frac{\gamma'}{\alpha}$  in Abhängigkeit von  $\frac{E}{p}$  für Luft.

ist also zwar für Wasserstoff die Voraussetzung der lichtelektrischen Rückwirkung zum großen Teil erfüllt, aber nicht die geforderte Abhängigkeit des  $\gamma'/\alpha$  von  $E/p$ ; in Luft trifft die geforderte Abhängigkeit auch nicht zu, allerdings ist die Rückwirkung hier nur zum geringeren Teil lichtelektrisch.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Jena angefertigt. Ich darf an dieser Stelle dem Vorstand des Instituts, Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff, für die Bereitstellung der Institutsmittel für diese Arbeit danken. Ferner danke ich Herrn Dozent Dr. H. Raether, der die Anregung zur Weiterführung dieser Arbeit gab, für wertvolle Diskussionen. Der Helmholtz-Gesellschaft danke ich für die Überlassung einer Hochspannungsbatterie und eines Elektrometers.

Jena, Juli 1940.

## Nebelkammer-Untersuchungen über die harte Sekundärstrahlung der kosmischen Strahlung\*).

Von Siegfried Leisegang, Jena.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 26. Juli 1940.)

### *Einleitung.*

Die ersten eingehenden Messungen über das Auftreten einer harten Sekundärstrahlung der kosmischen Strahlung in dicken Eisenschichten führte Maass<sup>1)</sup> aus. Er verwendete zwei in einem festen Abstand übereinanderliegende Zählrohre und bestimmte die Zahl der Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Dicke absorbierender Schichten (Eisen), *A*) wenn das Eisen zwischen und *B*) wenn das Eisen über den Zählrohren liegt. Im zweiten Fall wird eine im Sekundärstrahler ausgelöste Strahlung mitgemessen. Die Differenz beider Kurven,  $B - A$ , gibt also die Abhängigkeit dieser ausgelösten Sekundärstrahlung von der Dicke des Eisens wieder. Es zeigte sich, daß neben dem bekannten ersten Maximum bei etwa 3 cm Eisen ein zweites Maximum bei etwa 30 cm Eisen auftritt. Die Reichweite der ausgelösten Sekundärstrahlung wird zu etwa 35 cm Eisen bestimmt. Maass deutete unter der Annahme, daß die Sekundärstrahlung in Richtung der Primärstrahlung verläuft, dieses zweite Maximum als ausgelöst durch eine nichtionisierende Strahlung, da andernfalls auch in Stellung *A* das obere Zählrohr ansprechen mußte. Nach neueren Messungen von Bothe und Schmeiser<sup>2)</sup> ergibt sich aber noch eine andere Deutungsmöglichkeit. Bothe und Schmeiser untersuchten die Rossi-Kurve, d. h. den Verlauf der ausgelösten Sekundärstrahlung, mit einer Anordnung, die *nicht* auf Einzelbahnen anspricht, unter dicken Bleischichten in Abhängigkeit vom Divergenzwinkel der ausgelösten Schauer und erhielten ein sich bei kleinen Winkeln immer deutlicher ausprägendes zweites Maximum bei etwa 16 cm Blei. Auch Ehmert<sup>3)</sup> stellte ähnliche Versuche an und rechnete aus, daß unter 16 cm Blei etwa jedes sechste Teilchen ein Sekundärteilchen von etwa  $50^\circ$  Winkeldivergenz auslösen kann.

Nach diesen Messungen scheint es durchaus möglich, daß die Sekundärstrahlen bei Maass hervorgerufen werden durch ionisierende Teilchen, die im Sekundärstrahler enge Schauer auslösen. Auch Ehmert weist in seiner Arbeit (l. c.) darauf hin.

\*) D 27.

<sup>1)</sup> H. Maass, Ann. 5, 27, 507, 1936. — <sup>2)</sup> W. Bothe u. K. Schmeiser, ebenda 5, 32, 161, 1938. — <sup>3)</sup> A. Ehmert, ZS. f. Phys. 113, 234, 1939.

Ziel dieser Arbeit soll es sein, festzustellen, ob im zweiten Maximum der Maassschen Kurve zu einem großen Teil Doppel- oder Mehrfachbahnen auftreten, oder ob es sich vorwiegend um Einzelbahnen handelt. Zweitens soll festgestellt werden, ob die Bahnen ausgelöst werden durch eine ionisierende oder durch eine nichtionisierende Strahlung.

### I. Versuchsanordnung.

1. Allgemeines. Um diese Frage zu klären, wurde in den Strahlengang der Maassschen Anordnung eine Nebelkammer eingebaut. Die Nebelkammer

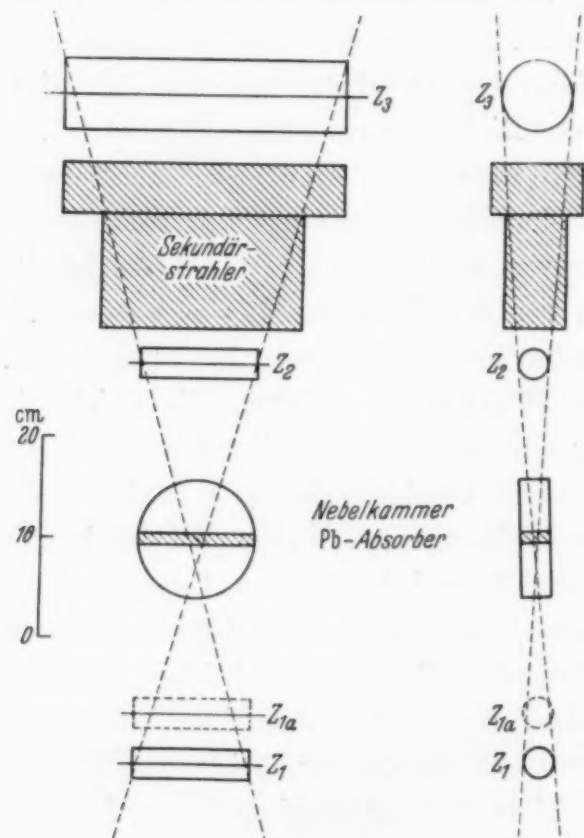


Fig. 1. Versuchsanordnung.

wurde durch die Zählrohre gesteuert und arbeitete vollautomatisch. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 dargestellt. Durch eine Koinzidenz der Zählrohre 1 und 2 wird über einen Koinzidenzverstärker die Expansion ausgelöst. Spricht zur gleichen Zeit auch das Zählrohr 3 an, das den ganzen, durch die beiden unteren Zählrohre ausgeblendeten Winkel bedeckt, so wird über ein Relais eine Glühlampe, die sich über der Kammer befindet und mit photographiert wird, ausgeschaltet. Auf diese Weise ist es möglich, die sekundär ausgelöste Strahlung allein zu erfassen: die Aufnahmen, bei denen das obere Zählrohr nicht anspricht und bei denen also die Glühlampe leuchtet, entsprechen direkt der von Maass gemessenen Differenz  $B - A$ .



Um die weiche Sekundärstrahlung zu absorbieren, ist in der Nebelkammer eine 1 cm starke Bleiplatte angebracht.

2. *Die Nebelkammer* ist nach dem von Blackett <sup>1)</sup> angegebenen Prinzip gebaut. Im Kammerraum herrscht ein Überdruck von 0,8 Atü. Der Kolben, eine Aluminiumplatte, abgedichtet durch eine 1 mm starke Gummimembran, wird durch Stickstoff von etwa 1 Atü, der in den Raum hinter dem Kolben eingelassen wird, an einen Anschlag gedrückt. Die Expansion erfolgt durch Öffnen eines Ventils, der Stickstoff entweicht aus dem Raum hinter dem Kolben, durch den Überdruck in der Kammer bewegt sich der Kolben nach hinten und schlägt flach auf eine Gummiplatte auf. Der Kammerdurchmesser beträgt 12 cm, die Kammertiefe 4,5 cm. Ausgeleuchtet werden nur 3 cm, um Reflexe an der Rückwand zu vermeiden. Die Kammer wird nach hinten abgeschlossen durch ein mit schwarzem Samt bespanntes Drahtnetz. Das gibt einen guten Hintergrund und verringert die Wirbelbildung.

3. *Arbeitsweise.* Um zufällige Koinzidenzen möglichst weitgehend auszuschalten, ist direkt über dem Zählrohr 1 noch ein weiteres Zählrohr 1 a angebracht. Die Auslösung der Expansion erfolgt durch Koinzidenz der Zählrohre 1, 1 a, 2. Diese Dreifachkoinzidenzen werden an das Gitter eines Thyratrons geführt. Durch das Ansprechen des Thyratrons wird der Strom durch einen Magneten geschwächt, dessen Anker abfällt. Dadurch wird durch einen ähnlichen Mechanismus, wie er bei Blackett angegeben ist, das Ventil freigegeben und die Expansion erfolgt. Zur Beleuchtung wird eine Bogenlampe verwendet, die dauernd mit 20 Amp. brennt und im Moment der Expansion mit etwa 300 Amp. überlastet wird. Der starke Strom wurde einer Batterie von 18 in Serie geschalteten 6-Volt-Varta-Auto-Anlasserbatterien entnommen. Zum Photographieren dient eine Contax II mit einem Leica-Stereo-Vorsatzgerät. Die räumliche Wirkung der Aufnahmen, die durch das Leica-Stereo-Betrachtungsgerät angesehen wurden, ist sehr gut. Alle zur Aufnahme nötigen Maßnahmen, das Einschalten der Bogenlampe, das Öffnen einer Belichtungsclappe, die in den Strahlengang der Bogenlampe eingebaut ist, das Auslösen der Contax, werden durch das Zünden des Thyratrons veranlaßt. Nach erfolgter Expansion wird durch einen Motor und eine Nockenscheibe das Ventil wieder gespannt, die Belichtungsclappe geschlossen, die Contax aufgezogen, das Thyatron gelöscht und schließlich durch ein magnetisch geöffnetes Nadelventil Gas in den hinteren Kammerraum eingelassen. Ist alles fertig zur nächsten Aufnahme, so schließt sich der Thyatronkreis und die nächste Expansion kann erfolgen.

4. *Zählrohre.* Die Zählrohre 1, 1 a und 2 sind Messingzählrohre von 3 cm Durchmesser und 12 cm Länge. Das obere Zählrohr 3 hat einen Durchmesser von 7 cm und eine Länge von 28 cm. Die Rohre sind an den Enden mit Hartgummistopfen verschlossen und mit Picein verkittet. Als Füllung wurde für die kleinen Rohre 100 mm Argon mit 10 mm Alkoholzusatz und für das große Rohr 60 mm Argon mit 10 mm Alkoholzusatz verwendet. Dadurch liegt der Zählbereich aller Rohre nahezu bei derselben Spannung. Die Gasabgabe der Hartgummistopfen ist so gering, daß die Rohre über Monate konstant bleiben. Sie haben einen Zählbereich von über 300 Volt.

Zur Aussiebung der Koinzidenzen dient ein Vierfachkoinzidenzverstärker nach Bothe. Die Dreifachkoinzidenzen 1, 1 a, 2 werden, wie schon oben erwähnt,

<sup>1)</sup> P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 281, 1934.

an das Gitter eines Thyratrons geführt, die Vierfachkoinzidenzen, 1, 1a, 2, 3 an das Gitter einer  $AD_1$ , in deren Anodenkreis ein Relais liegt, das die Glimmlampe beim Ansprechen aller vier Zählrohre ausschaltet.

## II. Ergebnisse.

1. *Übersicht über die Aufnahmen.* Es wurden insgesamt 1150 Aufnahmen gemacht, und zwar 550 Aufnahmen unter 11 cm Blei, davon 400 Aufnahmen mit durchgehenden Bahnen; 600 Aufnahmen unter 16 cm Blei, davon 500 Aufnahmen mit durchgehenden Bahnen. Bei den 400 Aufnahmen unter 11 cm Blei sind 100 Aufnahmen mitgezählt, bei denen das obere Zählrohr 3 nicht vorhanden war. Zur Auswertung werden nur die Aufnahmen herangezogen, bei denen ein die Nebelkammer und die darin befindliche Bleiplatte durchsetzendes Teilchen zu sehen ist.

2. *Häufigkeit der Einzel- und Mehrfachbahnen.* Zur Feststellung, ob die von Maass beobachtete Sekundärstrahlung aus Einzel- oder Doppel- bzw. Mehrfachbahnen besteht, werden alle Aufnahmen betrachtet und gezählt, bei wieviel Prozent der Aufnahmen Doppel- oder Mehrfachbahnen auftreten, bei denen alle Teilchen die Nebelkammer und die in ihr angebrachte Bleiplatte durchsetzen und einen gemeinsamen Ursprung im Sekundärstrahler haben. Es zeigt sich, daß die Häufigkeit der Doppelbahnen sehr gering ist.

Unter 11 cm Blei treten auf: Keine Doppelbahn. Ein Luft- oder Deckenschauer. Vier Aufnahmen mit je zwei windschiefen, die Kammer durchsetzenden Bahnen.

Unter 16 cm Blei treten auf: Drei Doppelbahnen (Winkel von 3, 10, 16°). Eine Aufnahme mit zwei parallelen, die Kammer durchsetzenden Bahnen. Zwei Aufnahmen mit je zwei, die Kammer durchsetzenden windschiefen Bahnen.

Die drei Doppelbahnen wurden durch ionisierende Teilchen ausgelöst, das obere Zählrohr sprach an. Die Fig. 2 und 3 zeigen zwei dieser Aufnahmen.

Aus der geringen Häufigkeit der Doppelbahnen ergibt sich, daß das zweite Maximum der Maassschen Kurve in der Hauptsache durch Einzelteilchen hervorgerufen wird. Daraus folgt mit den schon von Maass angegebenen Argumenten, daß die Sekundärstrahlung durch eine nicht-ionisierende Strahlung ausgelöst wird.

3. *Häufigkeit der Sekundärstrahlen.* Um festzustellen, ob die Häufigkeit der hier beobachteten Sekundärstrahlung mit der von Maass gemessenen Größe der Differenz  $B - A$  übereinstimmt, werden nur die Aufnahmen heran-

gezogen, bei denen das obere Zählrohr nicht anspricht. Das ist unter 11 cm Blei bei 9 %, unter 16 cm Blei bei 11 % aller Aufnahmen der Fall, bei denen ein die Kammer durchsetzendes Teilchen zu sehen ist. Hier besteht an-

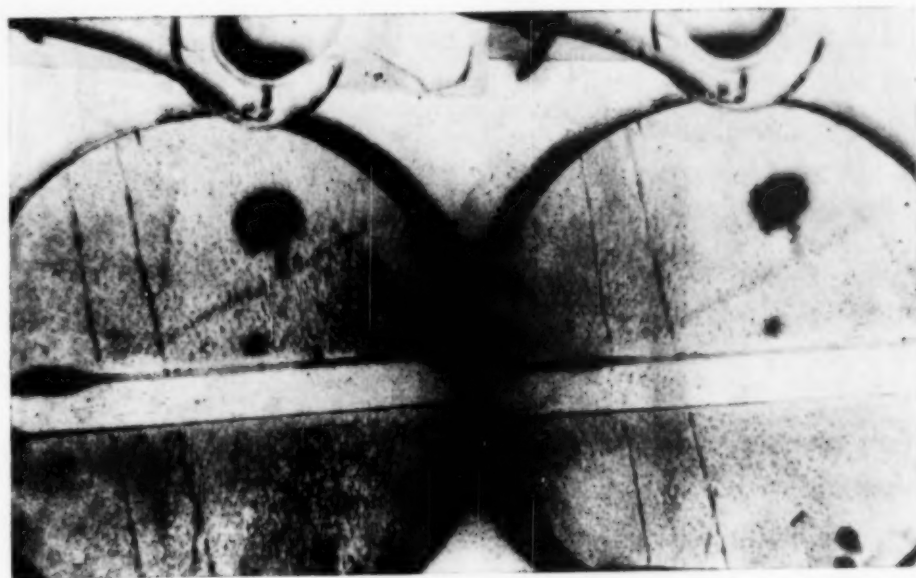


Fig. 2. Doppelbahn, Winkeldivergenz etwa 3 Grad, gemeinsamer Ursprung der Strahlen etwa in der Mitte des Sekundärstrahlers.

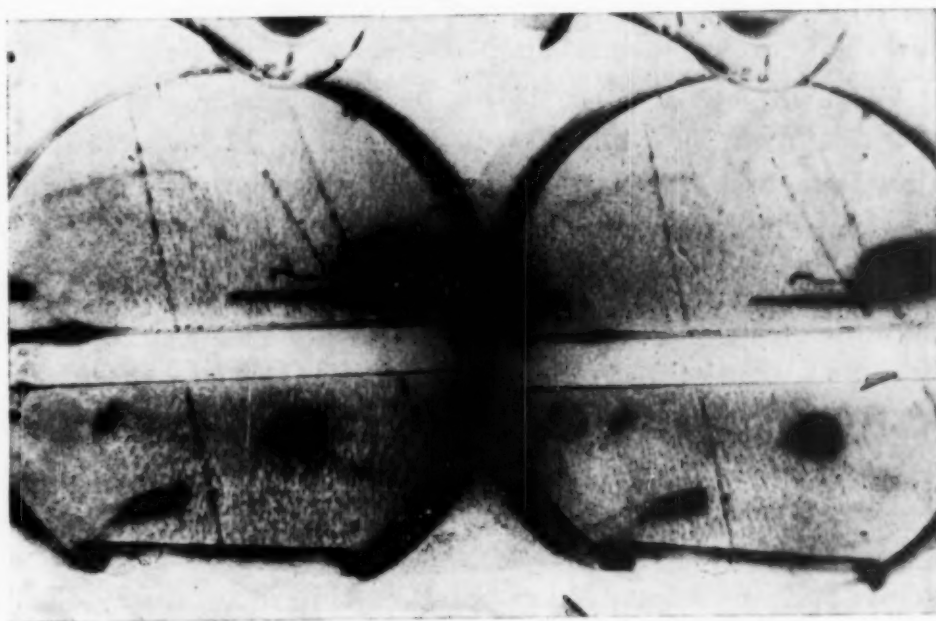


Fig. 3. Doppelbahn, Winkeldivergenz etwa 10 Grad, gemeinsamer Ursprung der Strahlen im unteren Drittel des Sekundärstrahlers.

scheinend ein Widerspruch zu den Messungen von Maass. In Stellung *A* werden bei Maass alle Teilchen gezählt, die das Blei durchsetzen, in Stellung *B* alle Teilchen, die das Blei durchsetzen, und außerdem die, die im Blei aus-



gelöst werden. Die Differenz  $B - A$  müßte gleich der Zahl der Aufnahmen sein, bei denen das obere Zählrohr nicht anspricht.  $B - A$  beträgt bei Maass aber im Maximum 20 %. Dieser Unterschied läßt sich unter den folgenden Gesichtspunkten verstehen:

a) Die Zahl der Einzelimpulse des oberen Zählrohrs ist sehr groß. Dadurch entsteht eine nicht zu vernachlässigende Zahl von zufälligen Koinzidenzen zwischen 1, 1a, 2 einerseits und 3 andererseits, welche den Prozentsatz zu klein erscheinen läßt. Um die Zahl der zufälligen Koinzidenzen festzustellen, wurde das obere Zählrohr etwa 1 m neben die unteren Zählrohre gelegt. Es wurden in 64 Stunden 36 zufällige Koinzidenzen gezählt, das sind etwa 0,6 K/Stunde. Die Aufnahmen erfolgten etwa alle 3 Minuten. Bei 500 Aufnahmen, das sind 25 Stunden, beträgt die Zahl der nur Dreifachkoinzidenzen 1, 1a, 2 52, das sind 2,1 K/Stunde. Unter Berücksichtigung der zufälligen Koinzidenzen erhöht sich also die Zahl der nur Dreifachkoinzidenzen im 2. Maximum auf etwa 14 % der die Kammer durchsetzenden Bahnen.

b) Außerdem verschiebt sich die Zahl der Aufnahmen, bei denen das obere Zählrohr nicht anspricht, wenn man alle Aufnahmen betrachtet, auch die, auf denen keine oder eine nicht die ganze Kammer durchsetzende Bahn zu sehen ist, d. h. wenn man die allein durch die Zählrohranordnung erfaßte Zahl der nur Dreifachkoinzidenzen betrachtet, was eigentlich der von Maass auch mit Zählrohren gemessenen Differenz  $B - A$  entspricht. Sie ergibt sich dann zu 15 % unter 11 cm Blei und zu 17 % unter 16 cm Blei ohne bzw. zu etwa 17 % und 19 % mit Berücksichtigung der zufälligen Koinzidenzen. Das stimmt mit den Maassschen Messungen recht gut überein.

Auf etwa 25 % aller Aufnahmen sind keine durchgehenden Bahnen zu sehen. Auf die genaue Auswertung dieser Aufnahmen wurde verzichtet, da nicht feststeht, ob etwa für die Aufnahmen, auf denen keine Bahnen zu sehen sind, ein nicht einwandfreies Arbeiten der Nebelkammer verantwortlich zu machen ist. Zufällige Koinzidenzen der Rohre 1, 2 und 1a dürften keine wesentliche Rolle spielen, da innerhalb 24 Stunden nur eine zufällige Koinzidenz dieser Art festgestellt werden konnte. Man muß also sagen, daß die Beschränkung nur auf die Aufnahmen, auf denen eine durchgehende Bahn zu sehen ist, eine gewisse Auswahl aller mit Zählrohren gemessenen Höhenstrahlereignisse darstellt, die eine Verschiebung des Verhältnisses der Dreifach- zu den Vierfachkoinzidenzen zur Folge hat.

Es ergibt sich demnach, daß mindestens 70 % der von Maass gemessenen Differenz  $B - A$  durch Prozesse derart hervorgerufen werden, daß ein nicht-ionisierendes Teilchen sich im Sekundärstrahler in ein ionisierendes Teilchen



umsetzt. Ob bei den restlichen 30 %, das sind die Aufnahmen, bei denen das obere Zählrohr nicht anspricht und in der Kammer kein oder ein nicht die ganze Kammer durchsetzendes Teilchen zu sehen ist, die aber bei einer Zählrohranordnung mit erfaßt werden, noch irgendwelche anderen Prozesse eine Rolle spielen, darüber lassen sich keine Aussagen machen.

4. *Sekundärwirkung.* Die Aufnahmen werden noch ausgewertet hinsichtlich der direkten Sekundärwirkung in der Bleiplatte, die in der Nebelkammer angebracht ist. Dabei ergibt sich:

Von allen Aufnahmen zeigen 6 % eine direkte Sekundärwirkung in der Bleiplatte.

Von den insgesamt 80 Aufnahmen, bei denen das obere Zählrohr nicht anspricht, zeigen 5 eine direkte Sekundärwirkung, das sind wieder 6 %. Von diesen 5 Aufnahmen zeigen zwei je ein Teilchen, das aus der Bleiplatte ausgelöst wird, sie bilden Winkel von  $10^\circ$  und  $20^\circ$  mit dem einfallenden Strahl. Bei einer Aufnahme wird ein Teilchen unten und eins oben aus der Bleiplatte herausgeschlagen, sie bilden Winkel von etwa  $20^\circ$  und  $135^\circ$  mit dem einfallenden Strahl. Eine weitere Aufnahme zeigt zwei Sekundärteilchen, die oben aus der Bleiplatte herausgeschlagen werden und Winkel von etwa  $125^\circ$  und  $170^\circ$  mit dem einfallenden Strahl bilden. Schließlich zeigt eine Aufnahme 8 Teilchen, die die Bleiplatte nach unten, und 6 Teilchen, die die Bleiplatten nach oben verlassen. Es kann sich hier aber um einen durch Elektronen ausgelösten Kaskadenschauer handeln, bei dem das durchgehende Teilchen vorgetäuscht wird durch zwei in der Bleiplatte ausgelöste Elektronen. Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß natürlich auch in den unteren Schichten des Sekundärstrahlers eine weiche Strahlung ausgelöst wird, d. h. es sind Aufnahmen vorhanden, bei denen ein durchgehendes Teilchen und ein von diesem im Sekundärstrahler ausgelöstes Sekundärteilchen zu sehen ist, das aber die in der Nebelkammer befindliche Bleiplatte nicht zu durchdringen vermag. Es ist das bei etwa 4 % aller Aufnahmen der Fall.

### III. Diskussion der Ergebnisse.

1. Durch die hier beschriebenen Nebelkammerversuche ist festgestellt, daß die von Maass gemessene harte Sekundärstrahlung der kosmischen Strahlung im wesentlichen aus Einzelbahnen besteht und hervorgerufen wird durch nichtionisierende Teilchen. Das zweite Maximum bei Maass bzw. bei Bothe und Schmeiser ist also offenbar verschiedenen Prozessen zuzuschreiben, wobei die Anordnung von Maass vorzugsweise die häufiger auftretende Umsetzung neutraler in ionisierende Teilchen, die von Bothe und Schmeiser Doppel- oder Mehrfachbahnen durchdringender Teilchen registriert. Ein quantitativer Vergleich der Häufigkeit der Doppelbahnen bei den Nebelkammernessungen und bei den Messungen von Bothe und Schmeiser läßt sich wegen der verschiedenen Anordnung und Ausdehnung der Sekundärstrahler nicht angeben. Ehmert berechnet in seiner bereits erwähnten Arbeit<sup>1)</sup>, daß, wenn jedes Teilchen von einem im Sekundär-

<sup>1)</sup> A. Ehmert, ZS. f. Phys. **113**, 234, 1939.

strahler entstandenen Sekundärteilchen von  $50^\circ$  Winkeldivergenz begleitet wäre, seine Anordnung etwa 20 Koinzidenzen/Stunde registrieren würde. Unter 17 cm Blei zählt er 3,2 Schauer/Stunde. Daraus würde folgen, daß etwa 16 % der einfallenden Strahlung hinter 17 cm Blei von harten Sekundärteilchen begleitet wären. Da die Nebelkammer bei einem mittleren Divergenzwinkel von  $50^\circ$  etwa 40 % aller Schauerstrahlen erfaßt, müßten demnach 6 % aller Aufnahmen Doppelbahnen zeigen. Wie sich der Widerspruch zwischen den Ehmertschen Messungen und den Nebelkammerexperimenten erklären läßt, kann man vorläufig noch nicht übersehen. Um das eindeutig klarzustellen, müßte man eine große Nebelkammer in den Strahlengang einer Anordnung wie die von Ehmert oder von Bothe und Schmeiser stellen.

2. Über die Natur der ausgelösten Sekundärstrahlung lassen sich keine bestimmten Aussagen machen. Maass bestimmte die Reichweite zu etwa 35 cm Eisen entsprechend 20 cm Blei bei Annahme massenproportionaler Absorption. Setzt man die Gültigkeit der Strahlungstheorie voraus, so kann man mit Sicherheit sagen, daß es sich bei der ausgelösten Strahlung nicht um Elektronen handeln kann. Denn Elektronen von einer Energie von  $5 \cdot 10^9$  e-Volt haben nach der Theorie eine Reichweite von 2,5 cm Blei, die Reichweite ist bei diesen Energien proportional dem Logarithmus der Energie.

Die Sekundärteilchen können also nur Protonen oder Mesonen sein. Aus der Kenntnis der Reichweite läßt sich nach der Blochschen Formel<sup>1)</sup> auf die Energie der Teilchen schließen, solange die Strahlungsverluste zu vernachlässigen sind. Die Reichweite eines Teilchens vom Impulse  $p$  und der Masse  $m$  ist gegeben durch die Formel:

$$R(p) = \frac{mc^2}{a} \left( \frac{2 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2}{1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2} - 2 \right).$$

Dabei ist für Blei  $a = 1,2 \cdot 10^7$  e-Volt/cm.

Für eine Reichweite von 20 cm Blei ergibt sich dann für Protonen  $pc = 1,3 \cdot 10^9$  e-Volt und für Mesonen  $pc = 3 \cdot 10^8$  e-Volt. Aus einer Tabelle von Bhabha<sup>2)</sup> ersieht man, daß für diese Energien der Strahlungsverlust verschwindend klein und die Anwendung der Blochschen Formel berechtigt ist. Durch Krümmungsmessungen im Magnetfeld ließe sich entscheiden, ob die Sekundärteilchen Protonen oder Mesonen sind.

Weiter könnte man zur Deutung der Natur der Sekundärteilchen die Sekundärwirkung in der Bleiplatte, die sich in der Nebelkammer befindet, heranziehen. Bhabha rechnet in seiner Arbeit (l. c.) die mittlere Anzahl der durch-

<sup>1)</sup> H. Euler u. W. Heisenberg, *Ergebnisse* **17**, 11, 1938. — <sup>2)</sup> H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **164**, 275, 1938.

dringende Strahlung in Blei begleitenden Elektronen und Positronen in Prozent der einfallenden Strahlung als Funktion der Energie und der Masse der Teilchen aus. Doch gelten diese Zahlen nur für dicke Bleischichten, hinter denen sich Gleichgewicht der Strahlung eingestellt hat, und lassen sich hier nicht anwenden.

3. Über die Natur der auslösenden Strahlung geben die Versuche, wie oben schon erwähnt, nur die Aussage, daß es sich um nichtionisierende Teilchen handeln muß. In einer kurzen Notiz weisen Arley und Heitler<sup>1)</sup> darauf hin, daß die Messungen von Barnothy und Forro<sup>2)</sup> ebenso wie die von Maass eine Bestätigung für das Auftreten neutraler Mesonen sein könnten, denen sie den Namen Neutrettos geben. Eine Bestätigung dieser Vermutung scheint ihnen der von Maass gemessene Absorptionskoeffizient der auslösenden, nichtionisierenden Strahlung zu sein, der innerhalb der Fehlergrenzen ebenso groß ist wie der Absorptionskoeffizient der durchdringenden Komponente, von der man weiß, daß sie zum größten Teil aus Mesonen besteht.

Die Nebelkammermessungen von Maier-Leibnitz<sup>3)</sup> lassen sich schlecht zum Vergleich heranziehen. Einmal hat Maier-Leibnitz keine Bleiplatte in seiner Kammer, die die Trennung von weichen und harten Strahlen ermöglicht. Außerdem handelt es sich nicht um eine zählrohrgesteuerte Nebelkammer, und es lassen sich schlecht Aussagen über die Häufigkeit der von Maier-Leibnitz festgestellten engen Schauer in Prozent der einfallenden, die Kammer durchsetzenden Bahnen machen. Dann muß man noch berücksichtigen, daß die Nebelkammer von Maier-Leibnitz in horizontaler Richtung aufgestellt war. Nach der Arbeit von Barnothy handelt es sich bei der horizontal einfallenden Komponente der Höhenstrahlung um eine neutrale Strahlung, und man beobachtet in horizontaler Richtung im wesentlichen die Sekundärwirkung dieser neutralen Strahlung.

#### V. Zusammenfassung.

Mit einer vollautomatischen Nebelkammer wurde die in größeren Bleischichten ausgelöste harte Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung untersucht. Es sollte festgestellt werden, ob das von Maass gemessene zweite Maximum bei etwa 30 cm Fe ( $\sim$  20 cm Pb) durch Einzelbahnen oder durch Doppel- bzw. Mehrfachbahnen kleiner Winkeldivergenz, die eine

<sup>1)</sup> N. Arley u. W. Heitler, *Nature* **142**, 158, 1938. — <sup>2)</sup> J. Barnothy u. M. Forro, *ZS. f. Phys.* **104**, 744, 1938. Barnothy hat neuerdings eine Arbeit, *ZS. f. Phys.* **115**, 140, 1940 veröffentlicht, in der er feststellt, daß es sich bei der in großen Tiefen auftretenden Strahlung sicher nicht um Neutrettos handelt. — <sup>3)</sup> H. Maier-Leibnitz, *ZS. f. Phys.* **112**, 569, 1939.

1 cm starke Bleiplatte durchdringen können, hervorgerufen wird. Es zeigte sich eindeutig, daß das nicht der Fall sein kann. Unter 900 Aufnahmen, die durchgehende Bahnen zeigen, befinden sich nur drei, auf denen zwei die Nebelkammer und die in ihr angebrachte 1 cm starke Bleiplatte durchsetzende Strahlen zu sehen sind, die einen gemeinsamen Ursprung im Sekundärstrahler haben.

Das zweite Maximum der Maassschen Kurve muß also hervorgerufen werden durch nichtionisierende Teilchen, die sich im Sekundärstrahler in ionisierende Teilchen umsetzen.

Ob das zweite Maximum der Maassschen Kurve ein experimenteller Beweis für das Auftreten der von Arley und Heitler genannten Neutrettos ist, läßt sich nicht entscheiden, da aus den Experimenten keine Schlüsse auf die Natur der Teilchen gezogen werden können.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff, danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für die freundliche Bereitstellung von Institutsmitteln und für das rege Interesse, das er dieser Arbeit in zahlreichen Diskussionen entgegengebracht hat.

*Jena, Physikalisches Institut der Universität.*

---